ПРОГРАММА

1-ой Всероссийской акустической конференции, совмещенной с 28 сессией Российского акустического общества

06-09 октября 2014, Москва, Ленинский проспект, дом 32А

acoust-conference.phys.msu.ru

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Акуличев В.А.	академик, (сопредседатель), директор ТОИ ДВО РАН, президент Российского акустического общества
Есипов И.Б.	профессор, (сопредседатель), председатель Научного Совета РАН по акустике
Михалевич В. Г.	профессор, (заместитель председателя), заместитель директора ИОФ РАН
Гурбатов С. Н.	профессор, проректор ННГУ
Лучинин А. Г.	директор отделения ИПФ РАН
Маслов В. Л.	Вице-президент Российского акустического общества ФГУП «ЦНИИ им. А.Н.Крылова»
Нигматулин Р. И.	академик, директор Института океанологии РАН, председатель Научного совета РАН по гидрофизике
Никитов С. А.	чл.-корр., д.физ.-мат.н., зам.директора ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН
Николаев А. В.	чл.-корр., д.ф.-м.н., зав.лабораторией ИФЗ РАН
Петников В.Г.	д.ф.-м.н., зав.лабораторией ИОФ РАН
Пустовойт В. И.	академик, директор НТЦ УП РАН
Руденко О. В.	академик, зав.кафедрой акустики МГУ

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Чепурин Ю.А.	АО – акустика океана
Петников В.Г.	
Андреев В.Г.	ФА – физическая акустика
Хохлова В.А.	НА – нелинейная акустика
Павленко О.В.	ГЕО – геоакустика
Есипов И.Б.	ВФ – воздействие на флюиды
Куличков С.Н.	АА – атмосферная акустика
Копьев В.Ф.	АЭР – аэроакустика
Сапожников О.А.	УТ – ультразвуковые технологии
Сапожников О.А.	БИО – биомедицинские приложения
Бобровницкий Ю.И.	ШВ – шумы и вибрации
Сорокин В.Н.	АР – акустика речи
Бибиков Н.Г.	ФИ – физиологическая и биологическая акустика
Миронов М.А.	РД – распространение и дифракция волн
Свет В.Д.	АИ – акустические измерения
Кузнецова И.Е.	АЭ – акустоэлектроника
Волошинов В.Б.	ОП – акустооптика
Кравчун П.Н.	АС – архитектурная и строительная акустика

Оглавление

СХЕМА ЗАЛОВ 4
РАСПИСАНИЕ СЕКЦИЙ 5
РАСПИСАНИЕ ПЛЕНАРНЫХ ДОКЛАДОВ 6
ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ 7
06.10.14 7
Зал №1 - АКУСТИКА ОКЕАНА 7
Зал №2 - ФИЗИОЛОГИЧЕСКАЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА 8
Зал №3 - АРХИТЕКТУРНАЯ И СТРОИТЕЛЬНАЯ АКУСТИКА 9
Зал №3 - АКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ 9
07.10.14 9
Зал №1 - АКУСТИКА ОКЕАНА 9
Зал №1 - АКУСТООПТИКА 10
Зал №2 - АКУСТИКА РЕЧИ 11
Зал №2 - АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА 12
Зал №3 - УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ 12
08.10.14 14
Зал №1 - ГЕОАКУСТИКА 14
Зал №1 - ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ФЛЮИДЫ 15
Зал №2 - ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА 15
Зал №3 - БИОМЕДИЦИНСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН 16
09.10.14 17
Зал №1 - АЭРОАКУСТИКА 17
Зал №1 - АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА 19
Зал №2 - НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА 19
Зал №3 - ШУМЫ и ВИБРАЦИИ 21
Зал №3 - РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ ВОЛН 22
СТЕНДОВАЯ СЕССИЯ 23
АННОТАЦИИ ДОКЛАДОВ 26
ПЛЕНАРНАЯ СЕССИЯ 1 26
Секция АО – Акустика океана 27
Секция ФИ – Физиологическая и биологическая акустика 30
Секция АС – Архитектурная и строительная акустика 33
Секция АИ – Акустические измерения 34
ПЛЕНАРНАЯ СЕССИЯ 2 36
Секция АО – Акустика океана 37
Секция ОП – Акустооптика 43
Секция АР – Акустика речи 44
Секция АЭ – Акустоэлектроника 48
Секция УТ – Ультразвуковые технологии 52
ПЛЕНАРНАЯ СЕССИЯ 3 57
Секция ГЕО – Геоакустика 58
Секция ВФ – Воздействие на флюиды 64
Секция БИО – Биомедицинские приложения 73
Секция АЭР – Аэроакустика 79
Секция АА – Атмосферная акустика 83
Секция НА – Нелинейная акустика 85
Секция ШВ – Шумы и вибрации 90
Секция РД – Распространение и дифракция волн 94
Индекс авторов аннотаций 98

Пленарная СЕКЦИЯ

65 ЛЕТ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМУ ИНСТИТУТУ ПРИКЛАДНОЙ АКУСТИКИ
Зосимов В.В., Кондратьев В.И. 2

ПЕРСПЕКТИВА ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ ДЛЯ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ
Есипов И.Б., Попов О.Е., Сизов И.И. 9

СЛУХОВАЯ СИСТЕМА КАК ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗАТОР
Бибиков Н.Г 17

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АЭРОАКУСТИКИ
Копьев В.Ф. 26

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
Куличков С.Н., Каллистратова М.А., Чунчузов И.П. 28

ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГЕОАКУСТИКИ
Николаев А.В. 38

65 ЛЕТ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМУ ИНСТИТУТУ ПРИКЛАДНОЙ АКУСТИКИ

Зосимов В.В., Кондратьев В.И.

Научно-исследовательский институт прикладной акустики,
г. Дубна Московской области

E-mail: niipa@dubna .ru

В докладе представляются наиболее яркие достижения института за 65 лет. Институт ведет свое начало от гидроакустической станции Физического института Академии наук СССР, созданной Постановлением Совета Министров СССР от 09 октября 1949 года, для проведения работ по гидроакустике и гидролокации. Инициатива в создании такой станции принадлежит академику Н.Н. Андрееву, заведующему акустической лабораторией Физического института АН СССР. ВНТО стало самодостаточным и широко востребованным предприятием. В 1994 году Постановлением Правительства и на основании приказа Государственного Комитета по оборонным отраслям промышленности от 12 апреля 1994 года №214 ВНТО было преобразовано в Научно-исследовательский институт прикладной акустики, который в 2005 году был передан в ведение Федеральной службы по техническому и экспортному контролю.

Институт ведет свое начало от гидроакустической станции Физического института Академии наук СССР, созданной Постановлением Совета Министров СССР от 09 октября 1949 года, для проведения работ по гидроакустике и гидролокации. Инициатива в создании такой станции принадлежит академику Н.Н. Андрееву, заведующему акустической лабораторией Физического института АН СССР. Организация гидроакустических исследований была возложена на В.С. Григорьева, заместителя заведующего Акустической лабораторией ФИАН СССР. Им же были предложены и осуществлены идеи по созданию плавучей лаборатории и стенда для изучения полей гидроакустических антенн в воздухе в свободном от отражений пространстве. Стенд состоял из двух стальных вышек – ферм высотой около 25 метров и помещения для аппаратуры.

Академик Н.Н. Андреев (в центре)

Все экспериментальные исследования на Озерной станции (позднее она стала называться Волжской научной станцией) в период навигации велись экспедиционными

отрядами сначала Акустической лаборатории ФИАН СССР, а позднее Акустического института АН СССР, образованного на её основе в конце 1953 года. В 50 – 60-х годах на Волжской научной станции (ВНС) работали экспедиционные отряды Н.А. Петрова, М.М. Эфрусси, Б.Д. Тартаковского, будущих директоров Акустического института Н.А. Грубника и Ф.И. Кряжева.

Н.А. Грубником был разработан метод непосредственного определения входного акустического импеданса подводного грунта в функции частоты и угла падения звуковой волны, а Ф.И. Кряжевым изучены вопросы распространения звука в слое воды с учетом рефракции.

Группа сотрудников под руководством А.А. Ананьевой проводила на ВНС работы по определению характеристик направленности и частотных характеристик гидроакустических пъезоприемников, а также их калибровку. Разработанные ими гидрофоны широко использовались в экспериментальных работах.

Экспедиционный отряд Д.В. Баженова исследовал возможность упрощенного моделирования корпусов надводных судов.

На свайном острове («треугольнике») И.А. Александровым была оборудована установка для изучения шума гребных винтов. Особенностью измерений был учёт влияния кавитации на излучение дискретной составляющей шума на лопастной частоте.

Научно-исследовательское судно «Кама»

На катере «Кама»проводились полунатурные исследования гидродинамической помехи на моделях обтекателей гидроакустической станции. С этой целью на носу катера под водой был установлен обтекатель, на котором измерялись пульсации давления в пограничном слое при различных скоростях движения катера.

Полезные научные результаты, получаемые на ВНС, были высоко оценены, и Постановлением Совета министров СССР от 06.12.1955 года было принято решение о расширении станции и строительстве дополнительных измерительных стендов.

Стенд «Опоры»

В частности, были построены стенды на свайных опорах («северный» и «южный») на акватории Московского моря. Южный стенд предназначался для работ с излучателями и приемниками. Северный стенд, разработанный по проекту Д.В. Баженова, был предназначен для работ с крупномасштабными моделями корпусов как надводных, так и подводных судов. На бетонном основании стенда располагался лабораторный домик с аппаратурой для управления координатной системой и электронным устройством для автоматического снятия частотных характеристик колеблющихся участков модели с использованием следящего фильтра. Эта установка была удостоена золотой медали ВДНХ и на много лет опередила аналогичное устройство фирмы Брюль и Къер.

На этих установках Л.М. Лямшев с сотрудниками проводил экспериментальные исследования эффектов незеркального отражения и взаимности при зондировании упругих объектов. Эти эффекты очень важны для определения заметности объектов при активной локации.

Интересные и полезные результаты были получены группой Ю.И. Белоусова в части отработки методики измерения гидроакустического поля подводной лодки методом взаимности. При этом использовалась модель ПЛ масштаба 1:10, снабженная комплексом датчиков вибраций и динамических сил, а также вибратором для возбуждения колебаний корпуса модели.

Макет подводной лодки

Стенд «Опоры» в дальнейшем использовался для анализа шумов обтекания турбулентным пограничным слоем путем буксирования обтекаемого тела между опорами. Для решения задач снижения шумности был построен стенд гравитационного типа, в котором течение в трубе при скоростях до 15 м/с обеспечивалось напором из ёмкости, расположенной на высоте 15 метров. При этом посторонние шумы отсутствовали, что позволяло проводить тонкие исследования пульсаций давления в пограничном слое на стенке трубы. В частности, была установлена самоподобная негауссова структура пульсаций давления, указывающих на определяющий вклад турбулентных всплесков в пристенной турбулентности.

В 50-х годах была приобретена десантная баржа водоизмещением 200 тн, переоборудованная в научно-исследовательское судно «Испытатель». Для проведения гидроакустических исследований обычно ее устанавливали в самом глубоком месте в старом русле Волги, где была оборудована якорная стоянка. Впоследствии это судно было заменено подобным же, но более новым. В НИС «Испытатель» были лабораторные

помещения с необходимой для измерений аппаратурой. Экспедиционными отрядами Б.Д. Тартаковского, М.М. Эфрусси и другими были получены интересные результаты:

– по определению структуры гидроакустического поля и вибрации корпусов различных моделей, устанавливаемых на удалении от судна;

– по определению эффективности нанесенных на корпус судна демпфирующих материалов, на его гидроакустическое поле;

– испробованы и отработаны методы активного снижения излучающей способности корпуса корабля и уменьшения уровня шума в каютах.

В 1964 году решением руководства АКИНа на ВНС создается постоянная научная группа сотрудников во главе с научным сотрудником В.И. Кондратьевым, закончившим аспирантуру АКИНа под научным руководством А.В. Римского-Корсакова. Необходимость в создании такой группы возникла в связи с расширением работ по воздушной акустике.

В 60-х годах АКИН был привлечен к работам, связанным с явлениями автоколебаний, нарушавших систему выхода ракеты при старте её из шахтной пусковой установки (ШПУ). Для моделирования такой системы на ВНС были построены специализированные стенды, имитирующие выход ракеты из ШПУ. Один из стендов работал на сжатом воздухе (стенд «Шум-2»), а другой на основе четырех жидкостных реактивных двигателей, спроектированных в МВТУ им.Э.Баумана (стенд «Шум-3»). На обоих стендах был воспроизведен автоколебательный режим в модели ШПУ, который наблюдался в натурных условиях. В соавторстве с научными работниками АКИНа (Ю.И. Громов, Л.С. Пыхов и другие) В.И. Кондратьевым и В.М. Маминым были разработаны способы подавления этих нежелательных режимов автоколебаний, которые впоследствии частично были внедрены на практике. Для разработки этих способов потребовалось тщательное изучение акустического излучения одиночных холодных сверхзвуковых струй, которые на нерасчетных режимах истечения излучали звук, в спектре которого имелась дискретная составляющая. В.М. Мамин экспериментально доказал, что таковая возникает благодаря автоколебательному процессу, в котором обратная связь осуществляется звуковой волной. Им же были предложены способы управления амплитудой дискретной составляющей сверхзвуковой струи путем установки экранов на срезе сопла. Полезные результаты были получены, в том числе благодаря применению в исследованиях теневых методов для визуализации струи и излучаемой звуковой волны.

В 1966 году на основе группы научных сотрудников, работающих на ВНС на постоянной основе, была образована научная лаборатория.

Совместно с отделом №4 АКИНа сотрудниками лаборатории Г.И. Ереминым и В.Н. Шугуровым разрабатывались датчики для измерения акустических пульсаций при натурных стартах ракет из ШПУ. Впоследствии ими же были разработаны, испытаны и показали свою работоспособность в натурных условиях датчики для измерения автоколебательных процессов внутри ЖРД различных конструкций. Необходимость в последних возникла в связи с обращением к нам НПО «ЭнергоМаш», возглавляемого академиком АН СССР В.П. Глушко. Причина обращения состояла в том, что в разрабатываемых ими ракетных двигателях возникали высокочастотные автоколебания, создающих значительные помехи для их нормальной работы.

С помощью МВТУ им.Э. Баумана был разработан экспериментальный стенд с ракетным двигателем тягой 500 кГ, который использовал коммуникации стенда «Шум-3», и был расположен в отдельном боксе. В форсуночной головке камеры ракетного двигателя могли размещаться резонансные поглотители различной конструкции, разработанные для подавления высокоинтенсивных акустических колебаний. Экспериментально была доказана высокая эффективность резонансных поглотителей для гашения тангенциально-продольных мод колебаний при их правильном размещении в теле форсуночной головки. Были даны рекомендации заказчику, которые

были учтены в конструкции, так называемой камеры дожигания в ракетных двигателях «газ-газ».

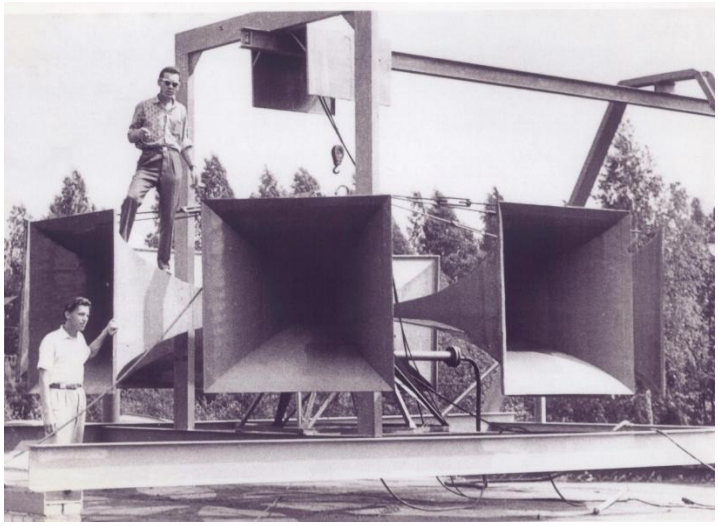
Начиная с 1976 года лабораторией ВНС совместно с отделом А.В.Римского-Корсакова и лабораторией директора АКИНаН.А.Грубника стали проводиться исследования по созданию воздушных излучателей большой мощности в области низких частот и по вопросам распространения низкочастотных колебаний в приземном слое атмосферы. В результатах этих исследований были заинтересованы предприятия ЦНИИТочМаш, ЦНИИХМ, Институт Биофизики Минздрава СССР и ряд других. Используя опыт по построению излучателей для воздушной среды предыдущих лет, лабораторией ВНС был разработан ряд аэроакустических излучателей различных модификаций, работающих в низкочастотном диапазоне. Устройства этих излучателей были оригинальными и защищены авторскими свидетельствами. Наряду с ними был разработан и создан термоакустический излучатель, работающий по принципу известной акустикам трубы Рийке. Основу излучателя составляли стальные трубы диаметром 0,7 и 1,2 м и длиной 10 и 12 м, соответственно, поставленные вертикально на опоры. Внутри их вдоль труб перемещались с помощью электролебедок тепловые источники. При определенном положении теплового источника по отношению к концам трубы возникало тональное акустическое излучение на частотах близких к полуволновым резонансам труб. На расстоянии 1 м от труб уровень звукового давления составлял 140 дБ на частотах 8 -12 Гц. Основной лепесток диаграммы направленности излучения вдоль земной поверхности наиболее устраивал исследователей вопросов распространения сигнала по различным трассам. На ВНС были оснащены измерительными микрофонами три трассы с различной по виду подстилающей поверхностью: над лесом, над водой Московского моря (зимой - надо льдом) и вдоль подъездной дороги. На измерительных вышках В.С.Григорьева устанавливались метеостанции, позволяющие определять направление и распределение скорости ветра по высоте. Теоретические расчеты затухания звука в указанном выше частотном диапазоне выполнялись сотрудниками АКИНа О.В. Кудрявцевым, Ю.Л. Газаряном и другими В результате были установлены некоторые закономерности распространения низкочастотного звука над различными подстилающими поверхностями с учетом влияния градиента скорости ветра по высоте. Вышеуказанные заказчики работ поставили перед АКИНом и лабораторией ВНС задачу о возможности формирования акустического сигнала с заданным спектром на различных расстояниях от комплекса излучателей. В полной мере решить такую задачу не представлялось возможным, но было установлено, что для синтеза заданного сигнала необходимо учитывать передаточную функцию среды, сложным образом зависящую от частоты излучения, условий распространения и расстояния до источника. Для решения этой задачи и создания значимого акустического сигнала на больших расстояниях был разработан и создан волновой излучатель с акустической мощностью 100 кВт и работающего в диапазоне от 10 до 30 Гц. Энергетическим источником звука в излучателе являлась сверхзвуковая воздушная струя, натекающая на клин. Подача сжатого воздуха к соплу Лаваля осуществлялась через редуктор с электроприводом. Запас воздуха в газоаккумуляторной батарее составлял порядка 10000 м3. Для регулировки мощности излучения клин мог перемещаться относительно среза сопла. Настройка на задаваемый спектр излучения осуществлялся ¼ - волновыми резонаторами и 4-мя подстроечными резонаторами. Излучение звука происходило через два катеноидальных рупора, площадь каждого из них составлял 48 .

Такое подробное описание этого излучателя сделано в связи с его уникальностью и как самого мощного излучателя в этом диапазоне частот.

Сирена

Не смотря на, в основном, прикладной характер работ, проводимых в институте, имелись и интересные результаты фундаментального характера.

Сотрудники института участвовали в ряде работ, имеющих фундаментальную значимость. Так в 1988-92 годах был выполнен цикл работ по исследованию изменчивости и структуры мелкомасштабной части спектра ветрового волнения. Эти исследования имеют и прикладное значение в связи с высокой чувствительностью каппилярно-гравитационной ряби к загрязнению поверхности и подводным возмущениям различной природы: взрывам, внутренним волнам, перемещениям подводных аппаратов.Для обнаружения и регистрации подобных возмущений был разработан и изготовлен судовой оптический локатор, реализующий метод лазерного



сканирования морской поверхности. Локатор был установлен на научно-исследовательском судне «Академик Борис Константинов» и с его помощью были проведены исследования практически во всех районах Мирового океана. В первом рейсе судна были проведены исследования в Средиземном, Северном, Балтийском и Баренцовом морях, а также в тропических и субтропических районах Северной Атлантики. Был открыт эффект крупномасштабной изменчивости ветрового волнения в зоне тропических пассатов. В 4-м рейсе исследования проводились в Тихом океане, Охотском и Японском морях. Был проведен уникальный эксперимент по исследованию поверхностного проявления Срединно-Тихоокеанского течения (Куросио). Кроме того были проведены исследования влияния внутренних волн на ветровое волнение в различных районах Тихого, Индийского и Атлантического океанов. В работах принимали участие Ткаченко В.Г., Акимов В.Г., а руководителем работ был Зосимов В.В.

Участники экспедиции

В 1990-1992 годах проводились работы в рамках создания глубоководного детектора нейтрино высоких энергий. Был разработан метод детектирования акустических импульсов, генерируемых ливнями частиц, создаваемых нейтрино. Метод основан на использовании стержневой антенны, при этом геометрия ливневого источника обеспечивала синхронную передачу акустического импульса в стержень через воду. Для частиц с энергией 10^{16}эв радиус регистрации мог достичь 1 км, что дало бы возможность построить глубоководный детектор большого (100 км^3) объёма с небольшим количеством элементов.

ВНТО стало самодостаточным и широко востребованным предприятием. В 1994 году Постановлением Правительства и на основании приказа Государственного Комитета по оборонным отраслям промышленности от 12 апреля 1994 года №214 ВНТО было преобразовано в Научно-исследовательский институт прикладной акустики, который в 2005 году был передан в ведение Федеральной службы по техническому и экспортному контролю.

Институт в настоящее время работает по следующим научным направлениям:

Проведение научно-исследовательских, опытно-конструкторских и проектно-технологических работ в области физики, механики и физической акустики в интересах создания продукции научно-прикладного назначения, а также научно-исследовательских и экспериментальных работ по изучения влияния неинформационных излучающих комплексов, систем и устройств на окружающую среду и технические системы.

Разработка (создание) комплексных измерительных систем, включая алгоритмическое программное обеспечение их функционирования, научно-технических и методических документов по проведению с их помощью акустических, физико-технических и других измерений (испытаний) в интересах метрологического обеспечения научных исследований по изучению излучений, возникающих при использовании неинформационных излучающих комплексов, систем и устройств.

ПЕРСПЕКТИВА ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ ДЛЯ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ

Есипов И.Б.[1)], Попов О.Е.[2)], Сизов И.И.[3)]

[1)] Российский государственный университет нефти и газа им И.М. Губкина, Москва
[2)] Акустический институт им. Н.Н. Андреева, Москва
[3)]Гидрофизический институт АН Абхазии, Сухум

E-mail: igor.esipov@mail.ru

Представлены результаты испытания мощной параметрической антенны на полигоне Сухумского Гидрофизического института. Обсуждаются возможности методов нелинейной акустики для гидрофизических исследований на протяженных трассах, открывающиеся при согласовании направленного широкополосного сигнала, излучаемого параметрической гидроакустической антенной, с частотными характеристиками морского волновода. Представлены результаты исследований, демонстрирующие одномодовое возбуждение волновода параметрической антенной в широкой полосе частот. Показана возможность сжатия широкополосного сигнала при его распространении в результате волноводной дисперсии, что приводит к росту интенсивности сигнала. Рассматривается перспектива применения параметрического узконаправленного излучателя для исследования гидрофизических характеристик морской среды на Черном море и в Арктике.

ВВЕДЕНИЕ

Методы нелинейной акустики лежат в основе принципов работы так называемой гидроакустической параметрической антенны. Параметрическая антенна (ПА) формируется в среде при коллинеарном взаимодействии интенсивных звуковых волн, часто называемых накачкой. Излучение накачки имеет, как правило, на порядок более высокую частоту по сравнению с излучением параметрической антенны и оно обеспечивается направленным высокочастотным излучателем. Таким образом, ПА является виртуальной антенной и представляет собой область среды, в которой в результате нелинейного взаимодействия волн накачки возбуждается низкочастотное параметрическое излучение. ПА достаточно хорошо известна, как инструмент для профилирования донных структур. Особенностью ПА является чрезвычайно узкая диаграмма направленности (обычно несколько градусов углового разрешения) для низкочастотных сигналов [1]. Эффективная ширина диаграммы остается постоянной в широком диапазоне частот. ПА отличается от обычных относительно небольшими размерами (размер излучающей апертуры 0.7м×2м в нашем случае), широкой частотной полосой излучаемого сигнала (300 *Гц* – 3000 *Гц*) и острой характеристикой направленности (2°×8°) во всем частотном диапазоне. Практика применения ПА показывает, что они обеспечивают одномодовое возбуждение подводного звукового канала [2,3]. Применение широкополосных сигналов открывает возможность для развития нового подхода акустической томографии морских акваторий с использованием процедуры частотной обработки сигналов, распространяющихся по одной трассе, вместо известной процедуры пространственной обработки сигналов, распространяющихся по разным трассам [4]. Л.М.. Бреховских отмечал, что акустические характеристики ПА делают ее “идеальным инструментом для акустики океана” [5]. В настоящей работе обсуждается перспектива применения мощных параметрических антенн для гидрофизических исследований на протяженных трассах.

:

ЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ СИГНАЛА ПА В МОРСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Практика применения параметрических антенн показывает, что с их помощью можно передавать широкополосный сигнал, наилучшим образом согласованный со слоистой структурой океанического волновода. Предварительные расчеты, которые были сделаны для особенностей применения параметрических антенн, показывают возможность управлять числом возбуждаемых мод сигнала.

Обычно подводный волновод формируется верхним теплым слоем воды и холодным промежуточным. Поэтому мониторинг толщины волновода может дать весьма ценную информацию о морском волноводе и изменениях его параметров. Прямые измерения вертикального распределения температуры и солености на трассе протяженностью в сотни километров параметров холодного промежуточного слоя являются трудными и дорогостоящими. Постоянный мониторинг его динамики на протяженной трассе может быть осуществлен акустическими методами. Проблема определения параметров слоя может быть решена с помощью одномодового возбуждения акустических сигналов в широкой полосе частот. Измерение скорости распространения звука вдоль протяженной трассы позволит изучить один из типичных акустических эффектов подводного волновода — модовую дисперсию. Модовая дисперсия в подводном волновом канале означает, что моды одного и того же номера имеют различную групповую скорость распространения на различных частотах. Поэтому широкополосные сигналы меняют свою форму в процессе распространения, и это изменение может быть экспериментально зафиксировано. Измерение групповой скорости позволит определить средний профиль скорости звука в подводном волноводе, что дополняет непосредственные измерения вертикального разреза скорости звука по трассе.

Наиболее информативной для определения профиля скорости звука в подводном звуковом канале является дисперсия мод нижних номеров с первой по третью. Это связано с тем фактом, что собственные функции этих мод концентрируются в подводном волноводе и их групповая скорость наиболее чувствительна к вертикальному профилю волновода. На Рис. 1 показана частотная зависимость первых двух собственных функций черноморского волновода.

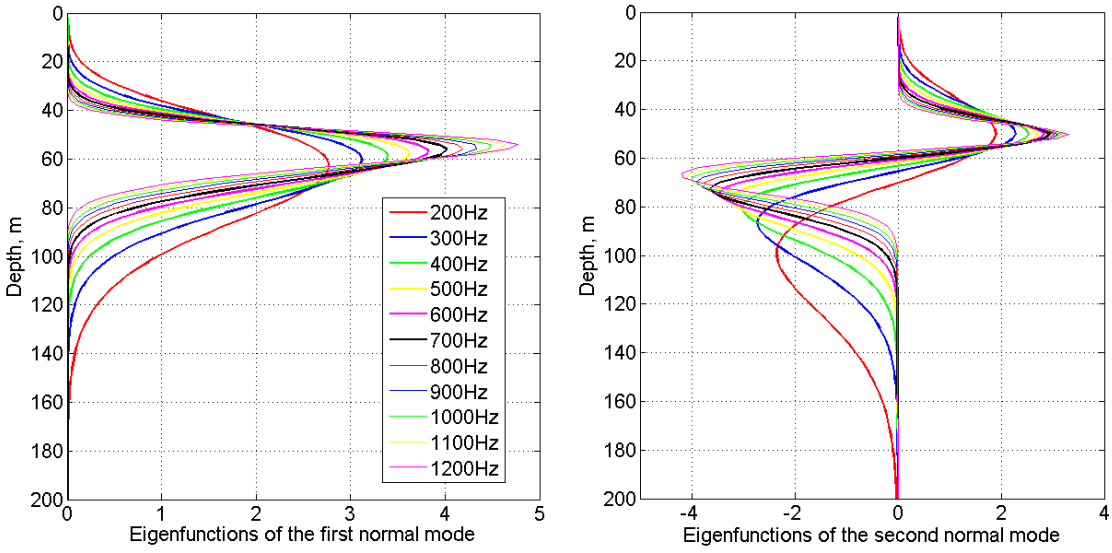


Рис.1. Собственные функции первой и второй моды в частотном диапазоне от 200 Гц до 1200 Гц для сентябрьского профиля скорости звука.

Поскольку собственные функции волновода меняются в соответствии с особенностями профиля скорости распространения звука в волноводе, исследование его собственных функций в широкой полосе частот с помощью сигналов параметрической антенны может восстановить профиль скорости звука и обеспечить мониторинг океана на протяженных трассах.

Морской волновод обладает частотной дисперсией скорости распространения акустического сигнала. Величина дисперсии зависит от профиля скорости звука по глубине и от толщины волновода [6]. Частотная дисперсия приводит либо к разрушению коротких широкополосных импульсов, которые распространяются на достаточно протяженные расстояния, либо к концентрации энергии акустического сигнала в коротком интервале времени, если частотная модуляция сигнала соответствует условиям дисперсии в среде. В таком случае можно говорить о том, что происходит фокусировка или сжатие акустического сигнала во времени. На Рис.2 представлены результаты моделирования искажения формы сигнала в черноморском волноводе при его распространении по трассе длиной 500 км. Как видно, длительность сигнала меняется в 16 раз в этих условиях.

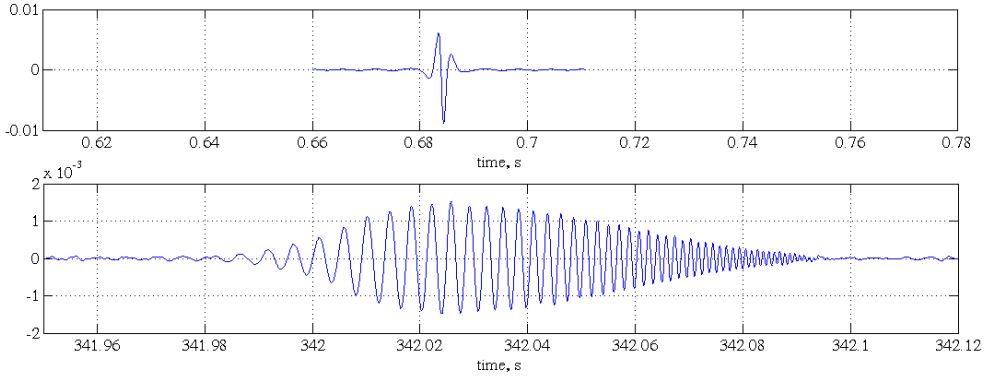


Рис. 2. Первая мода Черноморского волновода. Сигнал в полосе частот 200-1200 Гц на дистанции 1 км верхний рисунок). Тот же самый сигнал на дистанции 500 км. По оси абсцисс – время распространения в сек.

Условия распространения в мелководном волноводе в нашем случае соответствуют нормальной волноводной дисперсии, когда групповая скорость распространения сигнала увеличивается с частотой. Следовательно, для достижения эффекта сжатия широкополосного сигнала при его распространении в волноводе нужно обеспечивать возрастание частоты за время излучения сигнала.

Предельное сжатие сигнала τ определяется эффективной частотной полосой его спектра Δf, $\tau = (\Delta f)^{-1}$. С другой стороны, длительность излучаемого импульса T при условии его полного сжатия на дистанции L будет определяться частотной дисперсией $\partial c / \partial f$ скорости распространения звуковой волны c:

$$T = L \frac{\partial c / \partial f}{c^2} \Delta f \ . \qquad (1)$$

Таким образом, при сжатии сигнала в результате волноводной дисперсии возможно увеличение его интенсивности в T / τ раз:

$$T / \tau = L \frac{\partial c / \partial f}{c^2} \Delta f^2 . \qquad (2)$$

То есть эффект увеличения интенсивности пропорционален дистанции, на которую распространяется сигнал, величине волноводной дисперсии и квадрату

частотной полосы сигнала. При этом увеличивается соотношение между сигналом и шумом, который накапливается в регистрирующей аппаратуре за время приема сигнала τ. Заметим, что групповая скорость распространения сигнала в волноводе определяется параметрами волновода. В частности, для волновода Пекериса с постоянной, независящей от глубины скоростью распространения звука c_0, частотная зависимость скорости распространения сигнала определяется соотношением:

$$c = c_0\left[1-\frac{c_0^2 n^2}{(2fH)^2}\right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где H — вертикальный масштаб волновода, n — номер моды. Откуда получаем предельную оценку частотной дисперсии скорости звука в волноводе $\partial c/\partial f \approx f^{-2}$. При излучении сигнала с постоянной относительной частотной полосой $\Delta f / f = \text{const}$ оказывается, что относительное сжатие сигнала T/τ увеличивается с увеличением дистанции распространения сигнала L. Поэтому наиболее заметный эффект относительного увеличения интенсивности широкополосного сигнала можно получить при волноводном распространении на протяженных трассах.

За областью сжатия в результате дисперсии сигнал вновь увеличивает свою длительность с соответствующим снижением интенсивности. Протяженность области сжатия сигнала l, где интенсивность сигнала падает вдвое, можно оценить согласно выражениям (1)—(2) как

$$l = L\frac{\tau}{T}. \qquad (4)$$

Несмотря на невысокие значения частотной дисперсии $\partial c/\partial f$, при достаточной полосе сигнала и протяженности трассы сигнал можно сжать в несколько десятков — до сотни раз с соответствующим увеличением интенсивности и ростом соотношения сигнал/шум. Это обстоятельство позволяет создавать в заданной части акватории за счет настройки частотной полосы сигнала акустические барьеры с повышенной интенсивностью сигнала, где чувствительность мониторинга повышается на 15—20 дБ.

Явления волноводной дисперсии и сжатия широкополосного сигнала в морском волноводе были экспериментально исследованы на примере распространения акустических волн в условиях мелкого моря. Было показано, что акустический сигнал в частотной полосе от 7 до 15 кГц может быть сжат более чем в 4 раза на дистанции 3.8 км. При этом распространение сигнала в волноводе характеризовалось, как одномодовое [3].

ПЕРСПЕКТИВА ПРИМЕНЕНИЯ ПА НА ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛИГОНАХ

ПА в силу своих особенностей к селективному возбуждению мод волноводов в широкой полосе частот представляется наиболее эффективным инструментом для исследований компрессии акустических сигналов в морских волноводах и проведения гидрофизических исследований на протяженных трассах. Внешний вид разработанной для этих целей параметрической антенны и многоканальной системы усиления электрических сигналов для ее возбуждения показан на рис. 3.

Этот новый инструмент, действующий на принципах нелинейной акустики, предоставляет возможность проводить исследования на протяженных трассах в широкой полосе частот при одномодовом волноводном распространении. С помощью разработанной параметрической антенны предполагается организовать стационарные акустические трассы для исследования гидрофизических характеристик Черного моря.

Разработанная мощная параметрическая антенна находится в Сухумском гидрофизическом институте Абхазской АН. Ее возможности позволяют исследовать гидрофизические характеристики Черноморского полигона в акватории от кавказских берегов Черного моря до Крыма на трассах, протяженностью свыше 500 км.

Рис. 3. Гидроакустическая параметрическая антенна для гидрофизических исследований на протяженных трассах. Слева – 24 канальный усилитель мощности антенны. Мощность каждого канала – 6 кВт.

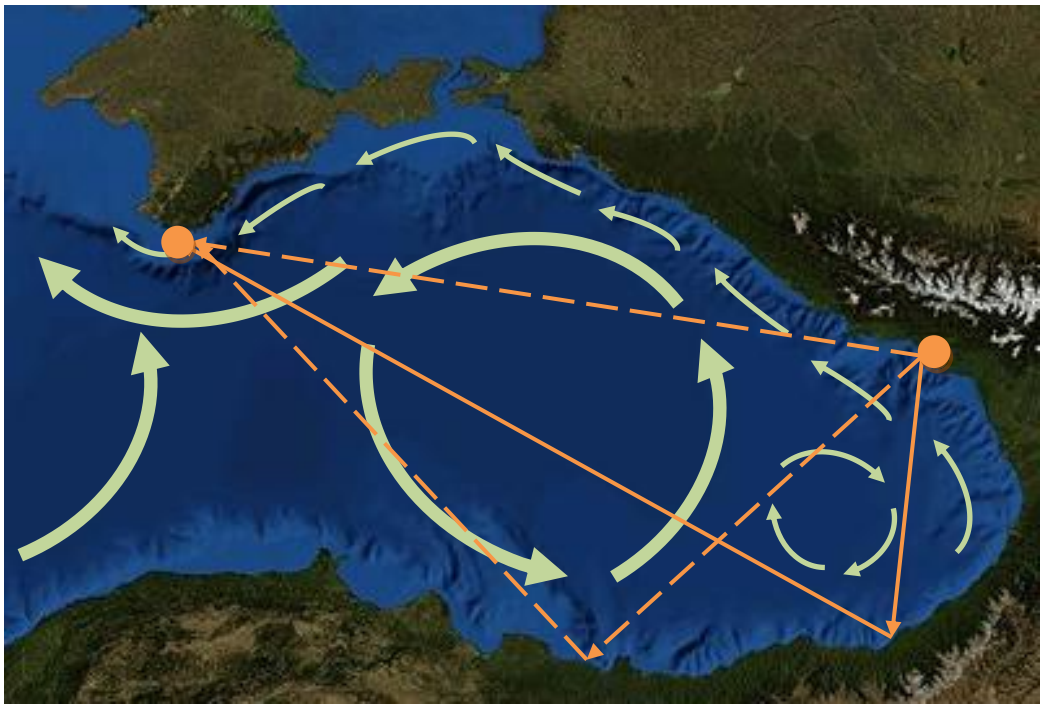


Рис. 4. Схема перспективных трасс для мониторинга Черного моря. Стрелки – направления течений.

Предварительные испытания, выполненные на полигоне Сухумского гидрофизического института, позволили определить приведенный уровень параметрического излучения сигнала разностной частоты. На частоте 1 кГц он оказался равным 205 дБ относительно 1 мкПа*м при полной мощности накачки. Расчеты показывают, что низкочастотные сигналы такого уровня могут обеспечить эффективное зондирование морской среды на дистанциях сотни километров в условиях

волноводного распространения. При этом приведенный уровень излучения накачки на частоте 20 кГц составил 2.5×10^6 Па*м или 248 дБ относительно 1 мкПа*м.

Измерение скорости распространения звука вдоль протяженной трассы позволит изучить один из типично акустических эффектов подводного волновода – модовую дисперсию. Модовая дисперсия в подводном волновом канале означает, что моды одного и того же номера имеют различную групповую скорость распространения на различных частотах. Поэтому широкополосные сигналы меняют свою форму в процессе распространения, и это изменение может быть экспериментально зафиксировано. Измерение групповой скорости позволит определить средний профиль скорости звука в подводном волноводе и обеспечить мониторинг холодного промежуточного слоя в Черном море. Схемы трасс, наиболее перспективных для акустического мониторинга Черного моря показаны на Рис. 4.

Еще более существенным влияние дисперсии на распространение акустических сигналов в широкой полосе частот возможно при распространении в условиях Баренцева моря. Моделирование условий применения параметрической антенны в условиях Баренцева моря, указывает на принципиально новые возможности гидроакустических методов освещения подводной обстановки на обширных мелководных акваториях. В работе [7] показано, что при распространении по трассе Новая Земля – Шпицберген одномодовый сигнал в полосе 100 – 400 Гц может быть сжат более, чем в 60 раз при соответствующем росте интенсивности. Эта новая возможность концентрировать энергию излучения на больших дистанциях позволяет формировать в акватории удаленные виртуальные акустические рубежи, на которых обеспечивается высокое соотношение сигнал/шум, что важно для прецизионного гидрофизического мониторинга в этих условиях (Рис. 5). Такая возможность реализуется с помощью параметрической антенны, которая, благодаря острой характеристике направленности, позволят осуществлять селективное возбуждение отдельных мод морского волновода в широкой полосе частот.

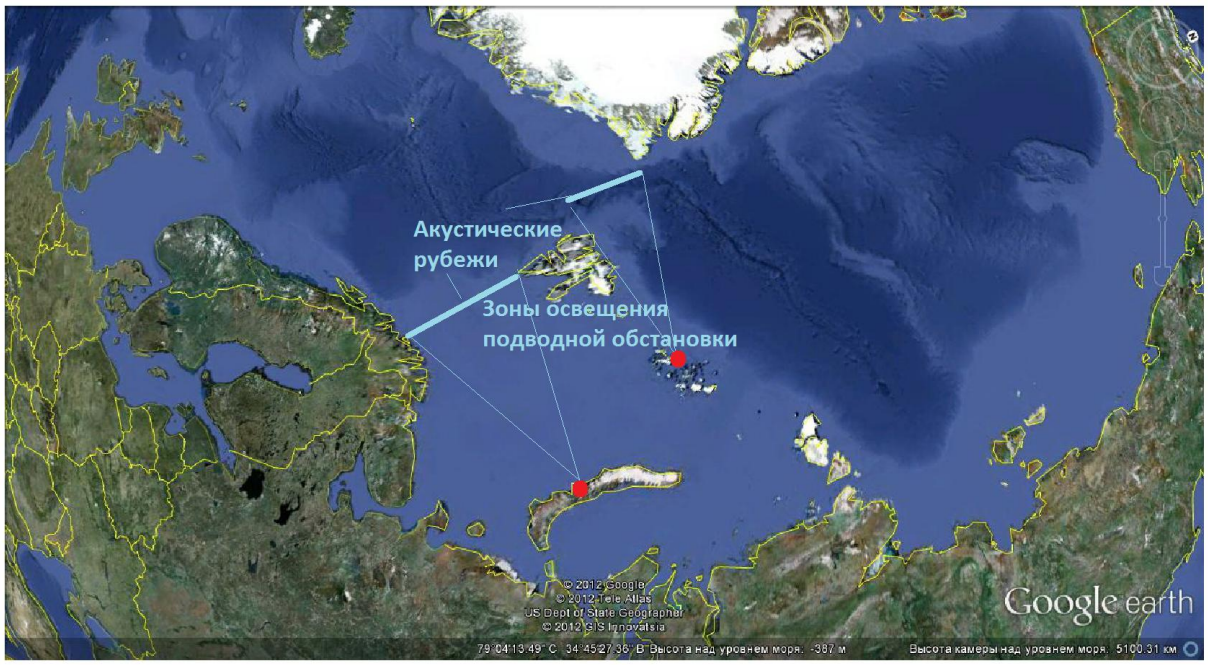


Рис.5. Схема формирования акустических рубежей в Арктике.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Области применения высоконаправленной мощной широкополосной излучающей параметрической антенны стационарного типа могут быть достаточно разнообразны. Параметрическая антенна, благодаря высокой направленности излучения в широкой полосе частот, может быть перспективным инструментом, способным предоставить исследователю новые возможности для акустического зондирования в океане, особенно в морском волноводе. Высокая направленность параметрического излучения позволяет применить эту антенну для исследования характеристик самого морского волновода. В частности, для определения профиля скорости звука в подводном звуковом канале наиболее информативной является дисперсия нижних мод. Методы нелинейной гидроакустики теперь предоставляют исследователям возможность для селективного возбуждения мод в широкой полосе частот (2-3 октавы), и при этом широкополосный сигнал оказывается идеально согласованным со слоистой структурой морской среды.

Это качество ПА представляется наиболее важным для гидрофизических исследований в Арктике [8]. Наиболее крупным современным проектом развития акустических средств исследования Арктики является проект ACOBAR (Acoustic Technology for Observing the interior of the Arctic Ocean) [9,10]. Этот проект предполагает разработку системы мониторинга окружающей среды в Северном Ледовитом океане с помощью обобщения данных, получаемых акустическими методами, включая томографию, данных, получаемых с подводных платформ, а также с помощью подледной навигации и связи с буями и глайдерами. Сопоставляя схемы на Рис. 5 и Рис. 6, становится очевидным, что ПА по своим возможностям может существенно дополнить перечень решаемых задач в Арктике.

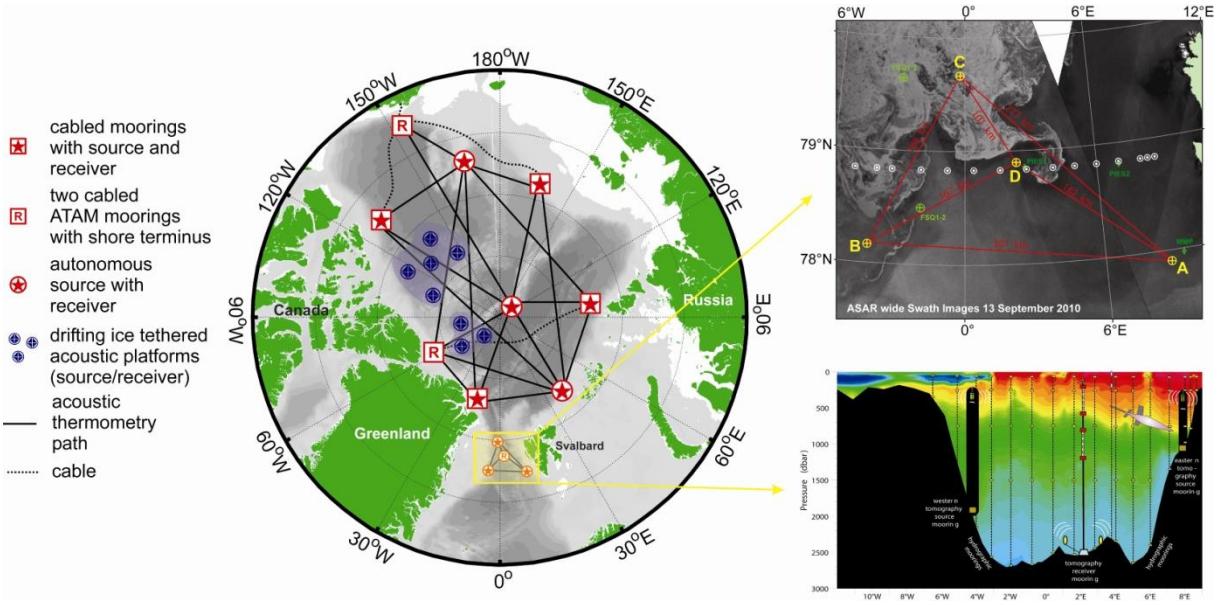


Рис. 6. Перспективная сеть для акустической океанографии, подводной навигации и связи с автономными подводными средствами в Арктике (слева). Вверху справа показана схема расположения многоцелевой акустической системы в проливе Фрама. Слева внизу показано распределение температуры по сечению пролива (красным цветом показаны теплые воды Атлантики, синим – холодные воды Арктики), полученное с помощью этой системы.
(Courtesy of).

Таким образом, излучающая параметрическая антенна, согласованная с морским волноводом, в силу своих особенностей открывает возможность методам нелинейной акустики включить в гидроакустическую практику частотную область волновода. Это новое качество создает дополнительные возможности для мониторинга морских акваторий на протяженных трассах. Селективное возбуждение мод в широкой полосе частот в волноводах представляется наиболее эффективным инструментом для исследований компрессии акустических сигналов в океанических волноводах, реализации виртуальных акустических барьеров, построения систем подводной навигации и управления движением малоразмерных автономных подводных аппаратов, создания высокоэффективных систем зондирования океана с целью обнаружения погруженных объектов и неоднородностей.

Исследование было выполнено при поддержке Международным научно-исследовательским центром (проект МНТЦ 3770) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ 14-02-90300). Параметрическая антенна была разработана в Акустическом институте им Н.Н. Андреева совместно с Таганрогским технологическим институтом при сотрудничестве с **Nansen Environmental and Remote Sensing Center (NERSC) в г. Берген (Норвегия) и** Foundation for Research and Technology - Hellas (FORTH), Institute of Applied & Computational Mathematics, г. Гераклион (Крит, Греция). Морские испытания антенны были выполнены в Сухумском гидрофизическом институте

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
2. Esipov I. B., Tarasov S. P., Voronin V. A., Popov O. E. Parametric Array Signal Dispersion in Shallow Water // Nonlinear Acoustics — Fundamentals and Applications, 18-th International Symposium on Nonlinear Acoustics, Stockholm, Sweden, 7—10 July 2008. P. 393—396.
3. Есипов И.Б., Попов О.Е., Воронин В.А., Тарасов С.П. Дисперсия сигнала параметрической антенны в мелком море. Акуст. журн. 2009. Т. 55, №1. С. 56-61
4. Чарнотский М.И., Фукс И.М., Наугольных К.А., Смирнов А.В., Ди Иорио Д., Есипов И. Б. Экспериментальная проверка акустического двухчастотного метода мониторинга поперечных течений // Акуст. журн. 2006. Т. 52, № 2. С. 269—274.
5. Бреховских Л. М. Океан и человек. Настоящее и будущее. М.: Наука. 1987. 304 с.
6. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
7. Есипов И.Б. , Тарасов С.П. , Чулков В.Л. Параметрическая гидроакустическая антенна – перспективный инструмент для мониторинга океана на протяженных трассах. Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2014. Т.7, № 2. С. 46-57
8. Есипов И.Б., Иоханнессен О.Н., Наугольных К.А., Уанг Ю.Ю., Шанг И.С. О применении параметрического излучателя для мониторинга пролива Фрама. Акуст. журн. 1999. Т. 45, с. 504-511
9. Mikhalevsky P. Basin-Wide High Arctic Acoustic Network – status and possibilities. Proceedings of the 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics. Corfu, Greece, 2013. С. 325-332

ACOBAR Project, *http://acobar.nersc.no*

СЛУХОВАЯ СИСТЕМА КАК ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗАТОР

Бибиков Н.Г.

ОАО Акустический институт имени акад. Н.Н. Андреева, Москва
E-mail: nbibikov1@yandex.ru

Дается общий обзор современного состояния вопроса о принципах кодирования звуков в слуховой системе человека. Подчеркивается тот факт, что после преобразования в периферических отделах слуховой системы, в том числе в улитке внутреннего уха, сигнал представлен только в виде импульсной активности нейронов слухового нерва. Вся информация о сколь угодно сложных звуков содержится во временном двоичном коде спайковой активности, существующей в 1000 (у амфибий), 20000 (у человека) или 300000 (у некоторых дельфинов) волокнах слухового нерва. Основная особенность этой импульсации заключается в ее статистической независимости для разных волокон. Во многом именно для обеспечения такой независимости служит сам сложный механизм частотного анализа в структурах внутреннего уха, в том числе на основе активной положительной обратной связи, осуществляемой наружными волосковыми клетками. Этой же цели служит и специфическая система синаптической передачи между внутренними волосковыми клетками и связанными с ней волокнами слухового нерва. Такая передача осуществляется с добавлением также независимой в каждом из синапсов шумовой составляющей, позволяющей сохранить информацию о временных интервалах, существенно меньших длительности отдельного импульса волокна. На следующих этапах слухового пути временная информация обрабатывается несколькими, принципиально различными методами при резком увеличении числа элементов анализа. Однако, начиная со слухового центра среднего мозга, все большее значение приобретает пластичность нервной ткани. Фактически каждая нервная клетка становится самообучающимся элементом, в которой характер преобразования сигнала определяется предшествующим опытом. Таким образом, широко обсуждаемая проблема, связанная с выделением коммуникационных сигналов и других звуков, жизненно важных для выживания, может определяться не столько генетической связью излучения и приема звуков, сколько просто тем, что подобные стимулы наиболее часто встречались в процессе развития данного индивидуума. Обсуждается экспериментальная база, служащая для обоснования высказанных положений.

Мне хотелось бы начать аргументацию положения, заявленного в названии доклада, с элементарного рассмотрения свойств звукового сигнала. Хорошо известно, что звук – это продольные колебания упругой среды, описываемые в каждой точке пространства тремя параметрами, два из которых являются векторными, а одно – скалярным. Смещение и колебательная скорость молекул внешней среды имеют определенную направленность и легко могут быть восприняты, например, помещенным в исследуемую точку легким (будем считать его невесомым) закрепленным на одном конце стержнем. Именно так воспринимают звуки большинство живущих на земле организмов, начиная от инфузорий, имеющих колеблющиеся в воде реснички, и заканчивая многими видами рыб, у которых волоски внутреннего уха также фактически колеблются под воздействием движения молекул в звуковой волне. Практически все беспозвоночные животные (исключая высокоразвитых насекомых) используют именно этот прием для восприятия звуковых колебаний воздуха посредством разнообразных рецепторных клеток, также снабженных волосками. Достоинством метода является четкое определение направления на источник, которое эффективно используют даже одноклеточные организмы. Однако у данного способа восприятия колебаний среды имеется два существенных недостатка. Во-первых, весьма трудно выработать такой элементарный приемник, который бы регистрировал движение воздуха или воды на сравнительно большой площади, что не позволяет добиться высокой чувствительности приемной части слухового анализатора. Во-вторых, векторное сложение сигнала от разных источников должно создавать в каждый момент времени в одной точке пространства столь сложную картину, что классификация смеси сигналов с разных направлений может оказаться непосильной задачей. Видимо это определяет ограниченность

подобного метода приема звука, который используется у этих животных, главным образом, для сигнализации об опасности. В целом подобный прием звуковой волны мало отличим от восприятия вибраций.

Однако более развитые представители животного мира используют для восприятия звука третий из перечисленных параметров – давление среды или (что то же самое) плотность молекул в данной области пространства. Для преобразования этой величины в смещение используется тонкая натянутая пластинка, одной стороной направленная во внешнее пространство, а другой в замкнутую полость. Внешнее давление приводит к смещении пластины в перпендикулярном направлении, которое уже никак не связанно с направлением на источник. Следует, правда заметить, что в чистом виде этот прием используется только наземными млекопитающими. У большинства низших позвоночных и птиц внутренняя полость не является полностью замкнутой, а вопрос о приеме звуков водными млекопитающими до сих пор остается дискуссионным.

Опуская проблемы, связанные с бинауральным слухом, определяемым наличием двух приемников, можно констатировать, что наземные позвоночные воспринимают одномерную временную функцию – изменение давления в фиксированной точке пространства, где расположена барабанная перепонка. Именно анализ этой функции и определяет все многообразие слухового опыта.

Приемное устройство наземных позвоночных позволяет эффективно преобразовывать изменение давления в механические колебания в некотором диапазоне периодов, определяемом, главным образом параметрами внешнего уха с внешним слуховым проходом, барабанной перепонки и некоторых структур среднего уха. Эта система позволяет эффективно преобразовывать изменение давления в механические колебания в частотном диапазоне от десятков Гц до десятков кГц. Конкретный диапазон зависит от многих причин и, прежде всего от размера и упругости барабанной перепонки. Так слоны прекрасно слышат синусоидальные сигналы, имеющие период 0,2 с, а наиболее короткие периоды звуковой волны (порядка 10 мкс) воспринимаются летучими мышами. Диапазон длин волн, воспринимаемых различными позвоночными, может существенно различаться, причем у млекопитающих он чаще всего часто составляет примерно три порядка, имея верхнюю границу в районе десятков кГц.

Этот сигнал должен быть перекодирован в импульсный точечный случайный процесс, представляющий собой последовательность импульсов (спайков) некоторого числа волокон слухового нерва. Импульсация этих волокон сравнительно инерционна, поскольку сама длительность нервного импульса (спайка) составляет обычно не менее 1 мс, не говоря уже о таких сопутствующих ему процессах как абсолютная и относительная рефрактерности. Частота следования спайков редко превышает 300-400 имп/с.

Сложность анализа воспринимаемых колебаний состоит еще и в том, что динамический диапазон, существенный для восприятия звуков, также чрезвычайно велик. Несмотря на существование некоторых периферических механизмов регулировки усиления (например, мышц среднего уха), он составляет не менее 3-4 порядков. Между тем динамический диапазон обычного волокна слухового нерва, который передает информацию о звуковом сигнале в головной мозг, с учетом наличия спонтанной активности (необходимость которой будет аргументирована впоследствии) едва ли достигает одного порядка (например, от 40 имп/с при отсутствии стимула до 400 имп/с при наиболее громком оптимальном сигнале). Ясно, что вести анализ звукового сигнала одним таким волокном совершенно невозможно. Единственный выход состоит в том, что бы увеличить число приемных элементов. Очень важно, что бы эти приемники были независимы и передавали информацию о разных аспектах воспринимаемого звука.

Одним из средств достижения независимости импульсации в волокнах слухового нерва является то, что каждое из них связано с рецепторной клеткой, имеющей свою собственную временную (или, употребляя более распространенный термин, – частотную) настройку. Различные позвоночные используют для разделения сигналов по этому признаку разные методы. Особенно большое разнообразие наблюдается среди пресмыкающихся (включая сюда и птиц). У некоторых из них такая настройка определяется длиной воспринимающих вибрацию волосков, у других внутренними биохимическими процессами, в частности временной динамикой ионных каналов.

Однако большинство млекопитающих, по-видимому, используют один, более или менее стандартный метод. Улитка внутреннего уха этих животных вдоль своей длины имеет тонкую, слабо натянутую пластину (базилярная мембрана), ширина которой увеличивается от основания улитки к ее наиболее узкой (вершинной) части. Бегущая вдоль этой пластины волна достигает вершинной части улитки только при низкочастотных колебаниях среды. Сама по себе такая схема никак не может обеспечить появление множества независимых приемников. Однако на этом этапе в дело вступают тонкие биохимические механизмы, локализованные в клетках, непосредственно связанных с базилярной мембраной. Вдоль всей ее длины располагается три или четыре слоя так называемых внешних волосковых клеток. Эти клетки, хотя и выглядят как рецепторные, на самом деле выполняют функцию усиления колебаний в некотором, фиксированном для каждой клетки диапазоне частот. Биохимия этого процесса, открытого несколько десятилетий тому назад, до сих пор исследована недостаточно. Усиленные таким образом колебания в узкой полосе частот передаются уже непосредственно к истинно рецепторным клеткам улитки, называемых внутренними волосковыми. При этом каждая такая клетка оказывается независимым приемником колебаний в определенной временном диапазоне воздействующего звука. Итак, подчеркнем, что сложная структура улитки служит, главным образом, для обеспечения максимального числа независимых каналов на выходе. У большинства млекопитающих обычно имеется несколько тысяч каналов, различающихся по частотной настройке,.

При этом от каждой внутренней волосковой клетки отходит около десяти волокон слухового нерва. Если бы эти волокна были взаимозависимы, и передавали идентичную информацию, их число не имело бы особого значения, повышая только надежность передачи. Однако устройство синаптических связей каждого из волокон с волосковой клеткой обеспечивает независимость их импульсации. Для этого служат своеобразные хранилища химического передатчика, свои собственные для каждого соединения с волокном. Даже в отсутствие стимуляции такие структуры непрерывно генерируют порции этого вещества, приводящие к появлению очень коротких, но разнообразных по амплитуде синаптических потенциалов. Некоторые из этих хранилищ являются высокочувствительными, другие резко повышают выделение передатчика, возбуждающего связанное с ним волокно, только при высоких уровнях сигнала, когда наиболее чувствительные волокна уже достигли насыщения. За счет такой структуры обеспечивается расширение динамического диапазона передачи информации о временной форме сигнала в диапазоне частот, определяемом параметрами волосковой клетки.

Кроме того независимость импульсации в волокнах слухового нерва, даже отходящих от одного и того же источника, и даже имеющих перекрывающийся динамический диапазон, служит еще одной важной цели – оно обеспечивает довольно существенное увеличение временного диапазона кодирования звуковой информации. При подаче на вход системы быстроизменяющегося сигнала волокна не способны генерировать нервный импульс при каждом максимуме мгновенного значения мембранного потенциала волосковой клетки. Наличие множественных ионных токов

как внутри самой волосковой клетки, так и в месте возникновения следующего в мозг импульса (спайка) обеспечивает тот факт, что в популяции клеток может сохраняться временная информация о интервалах, существенно меньших, чем наименьший возможный интервал между двумя импульсами одного волокна. Информация о временной форме сигнала в диапазоне сотен и даже десятков микросекунд сохраняется в отдельном волокне, если суммировать его активность на протяжении многих идентичных, но независимых предъявлений Она же в принципе может сохраниться и при однократном предъявлении, если осуществлять суммацию от многих идентичных независимых волокон. Именно для выполнения последней задачи необходима независимость шумовой компоненты в разных волокнах, связанных с одной волосковой клеткой.

В результате этих операций информация о временном изменении давления на барабанной перепонке поступает в мозг животного по значительному числу (от тысячи у амфибий до сотен тысяч у некоторых китообразных) каналов. Конечно, это число несопоставимо, например, с числом волокон зрительного или обонятельного нерва. Однако вследствие независимости каналов и дальнейшей изощренной временной обработки слуховой анализатор оказывается, наряду со зрением, основным источником наших знаний о внешней среде. Лишний раз следует подчеркнуть, что после обработки во внутреннем ухе сигнал полностью теряет непосредственную связь с аналоговыми колебаниями внешней среды, будучи представлен набором случайных точечных процессов, имеющих сравнительно большие (обычно более 4-5мс) интервалы между событиями (импульсами).

Следует признать, что вся функция многочисленных нейронных структур слухового анализатора состоит в выделении временных изменений в этой совокупности импульсов, поступающих по волокнам слухового нерва. Этот анализ, по-видимому, осуществляется в два этапа. На сравнительно периферическом участке слухового пути, там, где заканчиваются все волокна слухового нерва (комплекс кохлеарных ядер), существует набор специализированных нервных клеток, свойства которых, вероятнее всего, во многом определяются генетически. В кохлеарных ядрах примерно на порядок возрастает число передающих элементов, причем каждый из них, оставаясь в значительной степени независимым, передает информацию об определенных аспектах того временного точечного процесса, который поступает от волокон слухового нерва. Хорошо определены и изучены несколько типов нейронов, осуществляющих подобные операции и служащих для целей максимально эффективного извлечения информации из того объема, который поступает по волокнам слухового нерва.

Одним их таких типов являются сферические и глобулярные клетки, расположенные в так называемом антеровентральном ядре. Эти нейроны имеют слабо развитую дендритную систему, часто представленную только одним отростком. Непосредственно на теле клетки имеется небольшое число весьма крупных синаптических окончаний волокон слухового нерва, вероятнее всего от одной или нескольких соседних внутренних волосковых клеток. Эти возбуждающие синаптические окончания, использующие в качестве медиатора глутамат, занимают значительную часть поверхности тела клетки. Внутриклеточные записи показывают, что входные импульсы, поступающие на такое окончание, вызывают мощные и короткие внутриклеточные потенциалы, амплитуда которых соизмерима с порогом генерации импульса на выходе клетки. Все же одиночный входной импульс обычно не приводит к генерации выходного спайка. В отсутствие входных сигналов активность нескольких волокон слухового нерва, поступает на вход такого нейрона, будучи не синхронизованной. Вероятность одновременного поступления входов от разных волокон весьма мала, и в результате выходные импульсы практически отсутствуют. При действии звукового сигнала входные импульсы от разных

волокнах становятся в значительной мере синхронизированными, а при совпадении моментов поступления спайков результирующий постсинаптический потенциал легко достигает порога. Происходит это именно в той фазе звуковой волны, которая является возбуждающей для волосковой клетки. Таким механизмом можно объяснить ситуацию, при которой импульсация волокна слухового нерва представляется почти хаотической, в то время как выходная активность клетки кохлеарного ядра четко воспроизводит временную форму звуковой волны. Конечно, при этом не происходит получение временной информации, которая не содержалась бы на периферии. И все же мы наблюдаем кажущийся парадоксальным эффект: клетки кохлеарного ядра гораздо четче воспроизводят период несущей синусоиды, чем волокна слухового нерва. То же касается и быстрых изменений огибающей. Нейронные сети этой структуры преобразуют поступающий входной сигнал таким образом, что скрытая, не проявляющаяся на первый взгляд информация, которую сохраняют периферические элементы, вполне четко выявляется на последующих уровнях слухового пути.

В другом отделе кохлеарного ядра большинство нейронов имеют более типичное строение. Это мультиполярные клетки, обладающие разветвленным дендритным ветвлением. Только в одном из трех пространственных направлений дендритное древо является довольно узким, что обеспечивает так называемую тнотопическую организацию. Нейроны с близкими частотами настройки по несущей обычно пространственно расположены близко друг к другу. При этом нередко можно выделить направление, при движении вдоль которого частота настройки закономерно растет. Такая организация, хотя не всегда является четкой, сохраняется вплоть до слуховой зоны коры головного мозга, что обеспечивает сохранение так называемой тонотопической организации. Число синаптических окончаний слухового нерва на одной типичной клетке этого отдела кохлеарного ядра составляет несколько сотен, хотя число волокон, дающих эти окончания, видимо существенно меньше, причем можно допустить, что большинство входов поступают от одной или нескольких близкорасположенных волосковых клеток

Если клетки первого из рассмотренных ядер (его называют антеровентральным) максимально эффективно передают тонкую временную структуру стимула, причем их реакция при достаточно высоком уровне сигнала мало зависит от этого уровня, то для клеток описываемого ядра (постеровентрального) наиболее характерно точное воспроизведение амплитуды несущей и ее изменений во времени. Динамический диапазон этих клеток даже при действии обычных тональных отрезков длительностью в несколько сотен миллисекунд достигает 50-60 дБ, видимо, за счет конвергенции волокон с разными порогами возбуждения, а также и с разными характеристическими частотами. Эти нейроны наиболее эффективно кодируют изменения огибающей звука в более широких полосах несущей. Высокая эффективность воспроизведения незначительной амплитудной модуляции, была продемонстрирована в экспериментах по исследованию реакции слуховых нейронов во время действия длительных тональных сигналов с синусоидальной или шумовой амплитудной модуляцией. При этом четкое воспроизведение 10-20% модуляции наблюдалось в широком динамическом диапазоне. Этот эффект достигается за счет того, что в процессе действия сигнала с постоянной средней амплитудой порог генерации нейронов постепенно подстраивается к этому среднему уровню. Эта гипотеза, подтвержденная экспериментальными данными, полученными нами на амфибиях и высказанная несколько десятилетий назад, недавно получила прямые экспериментальные подтверждения и на млекопитающих. Совсем недавно появились и прямые внутриклеточные данные о сдвиге порогового уровня генерации спайка нейронов кохлеарного ядра в процессе адаптации.

В кохлеарных ядрах имеется еще одна группа клеток, характеризующаяся весьма специфической морфологией и физиологическими свойствами. Эти клетки, называемые октопусами, имеют пучок дендритов, направленный перпендикулярно ходу волокон слухового нерва. Четкой отличительной особенностью реакции нейронов - октопусов на тональные отрезки высокой частоты (более 2 кГц) являлся то, что импульс нейрона (спайк) возникает только в ответ на начало или резкое увеличение амплитуды сигнала. При этом вероятность его генерации зависит не столько от величины входного изменения, сколько от времени нарастания, которое должно быть менее 2-3 мс. При этом клетки-октопусы с высокой точностью фиксируют даже моменты появления широкополосных сигналов, что кажется странным, поскольку по улитке сигнал распространяется сравнительно медленно, и можно было допустить, что в этом случае вход на клетку-октопус будет рассинхронизованным. Эта проблема решается компенсацией задержки сигнала на улитке за счет распространения возбуждения вдоль дендритов от зоны высокочастотных волокон, где расположены окончания дендритов, к телу клетки, локализованному среди низкочастотных волокон.

Таким образом, в комплексе кохлеарных ядер оптимально используется та временная информация, которую передали в мозг немногочисленные волокна слухового нерва. Имеется еще один уровень слухового пути, также характеризующийся четкой группировкой клеток, резко различающихся по оптимальным временным свойствам выделяемого сигнала. Этот отдел, называемый верхней оливой, привлекает особое внимание исследователей бинаурального слуха, поскольку именно здесь осуществляется сравнение сигналов от двух ушей, служащее для локализации источника звука и для разделения поступающего сигнала на потоки, поступающие от разных источников. Часть клеток верхней оливы, используя сохранившуюся на сферических клетках временную информацию о несущей, реагируют на микросекундные временные задержки между ушами. Другие клетки столь же тонко воспроизводят малейшую разницу в текущем значении интенсивности сигналов, поступающих на два уха.

Пройдя еще через одно–два переключения, вся совокупность нейронных элементов слуховой системы поступает в один крупный специализированный центр среднего мозга, называемый задним холмом. На наш взгляд на этом этапе во многом изменяются принципы нейронного кодирования. Вместо специализированных клеток, заранее наделенных определенным набором свойств, здесь располагаются нейроны, способные к существенному изменению своих характеристик под действием поступающих на вход стимулов. Это позволяет эффективно использовать ту информацию, которая выделялась на нижних уровнях слухового пути, причем использовать ее таким образом, что бы обеспечить наиболее адекватное восприятие именно той звуковой среды, в которой находится животное. Например, у совы, охотящейся в темноте, требуется четкая локализация шумового сигнала (шелеста) в трехмерном пространстве. В этом случае, благодаря специфике периферического отдела, разность уровней звука на двух ушах зависит от вертикального расположения источника, а временная задержка между ушами – от его азимута. Нейроны заднего холма, используя оба бинауральных признака, оказываются способны выделять сигнал, идущий только от определенного сектора переднего полупространства. Отметим, что при исследовании этого объекта были выявлены интересные аспекты пластичности нервных клеток, как в результате тренировки, так и в процессе онтогенеза.

К сожалению особенности функционирования нейронов заднего холма, да и всех остальных вышерасположенных уровней слуховой системы вплоть до коры головного мозга мы явно понимаем еще недостаточно. Исключение составляют только корковые зоны некоторых видов летучих мышей, где существуют

специализированные области, состоящие из клеток, имеющих на первый взгляд четко выявляемые функции. Даже чрезвычайно многочисленные работы, направленные на поиски нейронов, выделяющих только ограниченные набор звуков (обычно это касалось видовых коммуникационных сигналов) не привели к сколь-нибудь определенным результатам. Во многих случаях на самом деле существует явное предпочтение ответа клетки к одному или нескольким звукам, излучаемым для коммуникации исследуемым видом животных. Но, как правило, такое предпочтение оказывается неполным, и может не сохраняться при изменении уровня сигнала.

Попытки выявить клетки, которые четко и избирательно реагируют на определенные узкие значения временных признаков звукового сигнала (длительность, частоту следования, скважность), хотя и привели к некоторым частным успехам, до сих пор не дали ответа на вопрос, существуют ли истинные детекторы этих временных параметров. Напомним, что, начиная от входа слухового нерва в мозг, никаких иных признаков конкретного звукового сигнала кроме моментов возникновения импульсов в совокупности нейронов не существует.

Поскольку временная динамика амплитуды в определенной полосе частот является важнейшим, если не единственным признаком, который анализируется в высших отделах слуховой системы, исследование механизмов ее кодирования представляет особый интерес. В качестве примера рассмотрим вопрос о выделении высоты звука, которому было посвящено большое количество экспериментальных работ. Были обнаружены клетки, имеющие максимумы чувствительности на нескольких гармониках определенной частоты. Эти клетки хорошо реагировали на сигнал с определенной периодичностью – высотой, соответствующей разности соседних гармоник. Имеются данные о существовании зоны с подобными свойствами и в головном мозге человека. Видимо и эти данные разумно трактовать с точки зрения не частотного, а временного анализа, поскольку при нулевых начальных фазах гармонического сигнала он имеет четкую периодичность, соответствующую периоду основного тона. К сожалению, ни в одной из работ не предъявляли сигнал с тем же амплитудным спектром, но со случайными фазами составляющих. Если (как я полагаю) полезным признаком является именно периодичность, т.е. амплитудная модуляция сигнала, избирательность нейрона должна исчезнуть.

Наши новые результаты показали, что нейроны могут реагировать не только на возрастание амплитуды, но и на ее временное уменьшение. В некоторых случаях выделение слабой периодичности огибающей возможно только в присутствии шумовой составляющей в модулирующей функции, что характеризуется как эффект стохастичского резонанса.

Ряд авторов подходит к изучению механизмов временного кодирования, подавая звук, модулированный по амплитуде случайным образом, и исследуя, на какие особенности огибающей возникает импульс нейрона. Однако при этом трудно сказать, отвечает ли клетка на сами изменения амплитуды или на скорость этих изменений. Для решения этого вопроса нами были поставлены эксперименты, свидетельствующие о значительном разнообразии характеристик центральных нейронов в отношении временных особенностей, оптимальных для возникновения ответа.

В целом, можно сделать вывод, что нейроны прямого слухового пути, селективно подчеркивают различные временные признаки звуковых сигналов, причем начиная с ядра среднего мозга, особо подробно анализируются те признаки, которые присуще сигналам, жизненно важным для данного вида животных. Однако можно предложить и несколько иную формулировку этого тезиса. Вместо не вполне определенного и скорее телеологического термина «жизненно-важные сигналы» можно предположить, что выделяются те сигналы, которые наиболее часто

воспринимались этим конкретным животным, причем в ситуациях, когда они вызывали его ответную реакцию.

В пользу этой гипотезы с каждым годом накапливается все большее число данных, начиная от резкого снижения дифференциального порога обнаружения амплитудной модуляции человеком после длительной тренировки и кончая непосредственным наблюдением за изменением временного предпочтения отдельной клетки слухового пути после нескольких десятков предъявлений сигнала с четко выраженной временной структурой. Некоторые из этих механизмов, возможно, настолько четко выражены, что все входы на клетку, на которые в определенный период сигналы не поступают, просто атрофируются. Что-то подобное было описано для одной группы клеток, реагирующих на призыв матери, у водоплавающих птиц. Другие клетки изменяют пространственно-временное предпочтение весьма постепенно и только после длительной тренировки.

Важно, что в последние годы обнаружены вполне конкретные механизмы, изменяющие веса входов в данный нейрон в зависимости от частоты использования этого входа. Некоторые из них связаны с тем, что под действием ионов кальция, входящих в синапс в момент прихода входного импульса, РНК- переносчик, в принципе способная к синтезу белков, формирующих ионные каналы синаптической передачи, освобождается от блокирующих ее функционирование молекул микро РНК. Существует и несколько иные биохимические механизмы управления эффективностью синаптической передачи за счет особенностей входных воздействий. Мы подошли к анализу такого подхода, использую крайне примитивную нейронную модель, имеющую, однако не один, как во многих других моделях, а 200 входных устройств (предположительно отдельных синапсов расположенных на дендритных утолщениях - шипиках). Далее мы предположили, что каждый из этих шипиков реагирует только при определенной задержке между двумя входными сигналами. Естественно, что в исходном состоянии такая система не может разделять сигналы разной периодичности, поскольку все шипики имеют одинаковый (или случайно распределенный) вес. Затем на эту модель были предъявлены импульсные последовательности, точно воспроизводящие импульсацию периферического нейрона лягушки при действии сигнала, синусоидально модулированного с определенной частотой (например 20 Гц). Выходной сигнал с шипика, на который поступил сигнал с оптимальным для него временным интервалом, после этого несколько увеличивался, а у всех других – несколько уменьшался. В результате после некоторого числа предъявлений нейрон начинал реагировать предпочтительно именно на эту периодичность. Конечно, подобная модель абсолютно примитивна, но, на мой взгляд, она указывает направление, по которому должно развиваться исследование механизмов кодирования звуковых сигналов в слуховом пути. Интересно, что взрослый человек, впервые воспринимающий звуки после осуществления операции кохлеарной имплантации, вовсе не способен различать даже глубокую амплитудную модуляцию звука. Это напоминает поведение нашей модели до обучения. Только последующая тренировка позволяет пациенту не просто анализировать временную структуру сигнала, но и воспринимать речевые образы.

Принимая последнюю гипотезу, можно предварительно сформулировать некоторые общие принципы функционирования нейронов слухового пути. Мы полагает, что в периферических структурах (кохлеарные ядра, ядра верхней оливы) осуществляется максимально подробный анализ временной информации, поступающей по волокнам слухового нерва. На более высоких уровнях, по-видимому, уже начиная с задних бугров четверохолмия, именно пластичность каждого нейронного элемента позволяет формировать вначале клетки, выделяющие характерные признаки воспринимаемых звуков, а затем и непосредственно детекторы, реагирующие только на определенные сложные звуки.

Нетрудно сформулировать положение, согласно которому нейроны высших отделов слухового пути находятся в состоянии непрерывного эволюционного изменения. Эти временная вариабельность проявляются даже при полном отсутствии входных воздействий, демонстрирую себя, в частности, в виде фрактального поведения импульсного процесса спонтанной активности. Однако в основном эти изменения являются эволюционно обоснованными, поскольку пластичность структуры и функции нейронов определяются характером воспринимаемых данным живым организмом внешних сигналов.

Программное обеспечение экспериментальной части работы осуществлялось С.В. Низамовым и Д.Ю. Григорьевым. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-04-13070.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АЭРОАКУСТИКИ

Копьев В.Ф.

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва;

E-mail: vkopiev@mktsagi.ru

Основными составляющими, определяющими шум современного пассажирского самолета в целом, являются шум двигателя, шум обтекания элементов планера, влияние компоновки на отдельные источники, шум в кабине. Однако проблема шума не сводится только к исследованию источников. Так КАЕП ИКАО предполагает, что уже на стадии формирования концепции создаваемого ВС необходимо закладывать такие его характеристики, которые приведут к наименьшему негативному воздействию как на окружающую среду (все аспекты воздействия), так и на пассажиров и экипаж ВС. Реализация данного подхода требует детальной проработки сценариев применения создаваемого ВС, учитывающих место ВС в транспортной системе, базу данных полетов, зоны негативного влияния ВС вблизи аэропортов, а также влияния на климат на режимах крейсерского полета. Существующее сегодня разбиение на несвязанные между собой направления исследований в области авиаэкологии позволяет в каждом из направлений добиваться положительных результатов. Однако, если раньше такая организация работ была достаточной для выполнения ВС международных экологических требований, то уже в ближайшей перспективе разделение всего спектра работ на несвязанные направления окажется малоэффективным.

Сертифицированные за последние годы новые модификации самолетов ведущих стран удовлетворяют нормам ИКАО по шуму на местности с большими запасами. Это позволило КАЕП ИКАО, исходя из результатов тщательного анализа возможных сценариев ужесточения стандартов, рекомендовать ввести с декабря 2017 года новые требования по шуму на местности на 7 EPNдБ более жесткие по сравнению с Главой 4, которые войдут в обновленную главу 14. К настоящему времени ни один эксплуатируемый отечественный самолет не обладает требуемым запасом по шуму на местности. Поэтому главной проблемой, стоящей перед аэроакустиками России, является разработка различных технологий снижения шума для перспективных и существующих самолетов, включая применение эксплуатационных процедур, приводящих к снижению шума на местности. Проблема разработки технологий не сводится только к снижению шума в каждом источнике, поскольку шум взаимодействия различных источников (например, проблема интеграции ТРДД с высокой степенью двухконтурности с элементами механизации крыла) существенно зависит от деталей взлета и используемых эксплуатационных процедур. В связи с этим необходимость точной оценки экологических параметров существующих и перспективных типов воздушных судов подразумевает переход от двигателецентрированного подхода к самолетоцентрирован-ному. Концепция первого подхода сводится к рассмотрению установленных на ВС основных силовых установок в качестве источников шума или загрязняющих веществ. Однако при этом из внимания уходят специфические именно для ВС факторы, которые вносят дополнительные коррективы в расчет, учет которых влияет на конечный результат.

Создание новых технологий снижения шума источников непосредственно связано с исследованием физической природы механизмов образования шума и изучения закономерностей формирования акустических полей. Поэтому проблема исследования фундаментальных вопросов генерации шума турбулентными потоками традиционно является одной из важнейших для аэроакустики, начиная с 50-х годов прошлого столетия. Эти работы привели к значительному снижению шума силовой установки, поэтому шум обтекания планера, включая шум взаимодействия турбулентной струи и закрылков, становится существенным источником шума, ставя новые вопросы к механизмам аэродинамической генерации.

Особое место занимает проблема экранирование шума двигателя планером самолета, требующая создания улучшенных методик расчета, предполагающих развитие классических представлений теории дифракции применительно к ВС. Для точного предсказания эффекта экранирования, помимо развития новых дифракционных приближений, необходимы дальнейшие исследования основных источников как распределенных источников шума с точки зрения определении фазовых характеристик излучения в ближнем поле. Это относится в первую очередь к перспективным компоновкам типа «летающее крыло», существенно использующих эффект экранирования шума элементами планера.

Другой проблемой, тесно примыкающей к рассмотренным выше является проблема шума в кабине ВС. Наши самолеты проигрывают последним модификациям импортных самолетов по шуму внутри салона. Это требует существенного улучшения акустических характеристик создающихся отечественных воздушных судов, что в свою очередь требует решения ряда научных и технологических проблем. Отечественные самолеты согласно ГОСТ 20296 должны иметь в салонах 1-го и эконом классов соответственно 80 и 85 дБА, который существенно уступает лучшим зарубежным образцам. Для повышения конкурентной способности перспективных отечественных самолетов необходима разработка более совершенных методов прогноза шума в салоне магистрального самолета на основе аналитических расчетных моделей каркасированной оболочки. Для увеличения эффективности звукоизолирующих конструкций, необходимо предусмотреть реализацию принципа их согласования с пространственно-временной структурой аэроакустических полей на его внешней поверхности. Это позволит существенно снизить временной цикл создания ВС по параметру комфорта за счет оптимизации параметров бортовой конструкции на стадии проектирования.

Следует отметить еще одну проблему, имеющую критическое значение для создания новых технологий для перспективных и существующих ВС - это отсутствие в России современной экспериментальной базы. Так, отсутствуют экспериментальные стенды с акустически заглушенными рабочими частями по исследованию шума горячих струй натурного масштаба в заглушенных акустических камерах, шума открытых роторов и вертолетных винтов, а также шума обтекания элементов планера.

Развитые авиапроизводящие страны, в дополнение к имеющимся установкам, создали систему доводки акустических характеристик создаваемых самолетов по результатам летных экспериментов как с точки зрения шума на местности, так и шума в салоне. Этот подход позволяет обнаружить и ранжировать источники звука на летающих лабораториях, что особенно важно ввиду трансформации источников звука, возникающей в полете и сложно моделируемой в стендовых условиях. Разработка перспективных отечественных самолетов с улучшенными акустическими характеристиками требует развития в России акустического летного эксперимента.

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Куличков С.Н., Каллистратова М.А., Чунчузов И.П.

(1)Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук;

E-mail: snik1953@gmail/com

Аннотация. Дан обзор и представлены новые результаты исследований турбулентности и динамики атмосферы в области высот 0…120 км с использованием дистанционных акустических методов: 1) акустического локатора (содара) турбулентности в атмосферном пограничном слое (АПС,20м…1000 м); 2) инфразвукового метода зондирования средней атмосферы (20 км…120 км).

Представлены новые данные об исследовании важных для обеспечения авиационной безопасности и прогнозе переноса примесей низко-уровневых струйных течений (НСТ) и волн Кельвина-Гельмгольца (ВКГ) в АПС. НСТ имеют узкий максимум скорости ветра (10-30 м/с) на высотах 100 - 400 м. Приведены данные о статистике НСТ в условиях крупного города (г. Москва) и в сельской местности. Наглядно показано существенное влияние города на характеристики и длительность НСТ.

Особенностью является исследование акустическим методом тонкой структуры средней атмосферы. Метод основан на использовании явления рассеяния инфразвуковых волн на анизотропных неоднородностях с вертикальными масштабами от единиц десятков метров до единиц километров. Горизонтальные масштабы таких неоднородностей в 10 и более раз превышают вертикальные (10м...10 км).

Впервые, разработаны научно-методические основы метода восстановления вертикальных профилей анизотропных неоднородностей на высотах верхней стратосферы (40-50 км) и нижней термосферы (100-120 км) по формам и временам распространения стратосферных и термосферных инфразвуковых сигналов от наземных взрывов и вулканических извержений, зарегистрированных в области акустической тени.

Показано, что на основании данных регистраций инфразвука на больших расстояниях от импульсных источников можно схематично рассматривать земную атмосферу как тонкослоистую среду на протяжении практически всей области высот верхней атмосферы. При этом, сами крупномасштабные анизотропные структуры можно схематично представить в виде суперпозиции отдельных «блинов» с различными пространственными и динамическими (вертикальные градиенты температуры и ветра) характеристиками. Такая структура характерна для всей атмосферы, независимо от её пространственного распределения и может быть стабильной в целом и в деталях на протяжении интервалов времени не менее 4 минут. Указанное является новым и неожиданным результатом, поскольку земная атмосфера является очень динамичной средой, и вызывает необходимость проведения специальных исследований.

ВВЕДЕНИЕ

Методические основы акустического метода зондирования атмосферы в общих чертах практически не отличаются от соответствующих основ ультразвуковых исследований в медицине, строительстве, дефектоскопии и т.д. Основным принципом является использование взаимосвязи между характеристиками акустических сигналов, распространяющихся от источника к приемнику в зондируемых средах и характеристиками самих этих сред. При этом, источник и приемник звука могут быть как совмещены (моностатический метод), так и разнесены в пространстве (бистатический метод).

Нижний слой атмосферы (условно до высоты 1-2км) называется атмосферным пограничным слоем (АПС). Основная жизненная и производственная деятельность человека происходит в атмосферном пограничном слое, поэтому изучение его структуры и особенностей имеет большое значение в научных и практических приложениях.

Основным инструментом акустического зондирования пограничного слоя атмосферы является моностатическийакустический локатор атмосферной турбулентности – содар(SoDaR - SonicDetectionandRanging) [1], основанного на использовании явления рассеяния звука на мелкомасштабных турбулентных

неоднородностях. Источником звука здесь является акустический динамик. Приемник совмещен с излучателем и установлен в фокусе параболической антенны.

В настоящее время в содаре используются различные варианты компоновки приемно-излучающих устройств.Акустические антенны содара помещены в звукозащитные шахты. Они излучают узконаправленный звуковой импульс, а затем принимают эхо-сигнал, который рассеивается на турбулентных неоднородностях температуры воздуха на различных высотах в атмосфере. Мощность рассеянного эхо-сигнала пропорциональна интенсивности турбулентности.Неоднородности увлекаются ветровым потоком, поэтому доплеровский сдвиг частоты эхо-сигнала пропорционален лучевой составляющей скорости ветра. Непрерывный прием дает вертикальные профили измеряемых величин. Зондирование в трех или нескольких направлениях позволяет измерить полный вектор скорости ветра, его вертикальные сдвиги и характеристики турбулентности. При помощи содара исследуются характеристики вертикального распределения интенсивности атмосферной турбулентности, а также вертикальной и горизонтальной компонент скорости ветра в атмосферном пограничном слое.

Акустические методы зондирования вышележащих слоев атмосферы используются, начиная с области высот стратосферы (около 20 км) и вплоть до термосферы (условно, до 150 км). Такое ограничение высот зондирования не является принципиальным для методического потенциала акустического метода, а определяется, в основном, мощностью используемых источников и способами расположения сети источник- приемники звука. Указанную область высот 20…150 км мы будем называть, далее для краткости, верхней атмосферой.

Физической основой бистатическогоакустического метода зондирования верхней атмосферы служит явление дальнего распространения звука [2]. Дальним называется распространение звука в атмосфере на расстояния в сотни и тысячи километров от источника. На такие расстояния могут распространяться акустические волны в инфразвуковом диапазоне частот (частоты менее 16 Гц). Источниками являются взрывы, извержения вулканов, штормовые волнения в океане и т.д. Пример траекторий звуковых лучей в атмосфере показан на рис.1.

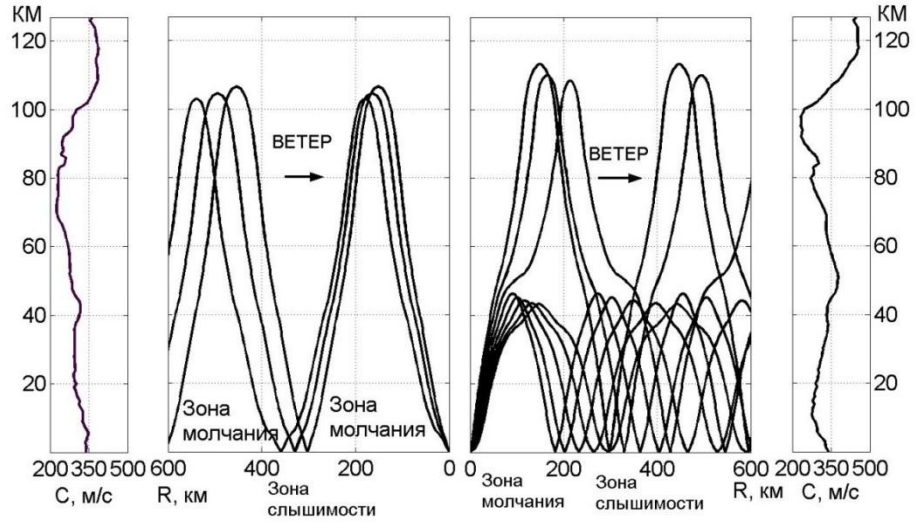


Рис.1 – Пример траекторий распространения звуковых волн вдоль (справа) и против (слева) преобладающего стратосферного ветра. Соответствующие вертикальные профили эффективной скорости звука (адиабатическая скорость звука плюс скорость ветра в направлении распространения)-слева и справа от траекторий.

Из рис.1 видно, что при распространении звука вдоль направления преобладающего в стратосфере ветра происходит рефракция и поворот звуковых лучей к земной поверхности на стратосферных высотах. На земной поверхности образуются, так называемые, зоны акустической слышимости. Внутренний радиус первой зоны слышимости имеет значения 150- 300 км в зависимости от формы вертикального профиля эффективной скорости звука (адиабатическая скорость звука плюс скорость ветра в направлении распространения). Поворот звуковых лучей к земной поверхности из-за рефракции возможен лишь на высотах, на которых значения эффективной скорости звука превышает свои приземные значения. Для траекторий звуковых волн распространяющихся до термосферных высот (высоты более 100 км) поворот лучей к земной поверхности возможен практически всегда, поскольку на этих термосферы (из-за существенных значений температуры-адиабатической скорости звука) условия рефракционного поворота выполняются независимо от направления распространения звуковых волн. При этом, внутренний радиус первой зоны слышимости имеет значения 200-300 км.

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Содары перспективны для проведения исследований в неоднородной местности, включая аэродромы, крупные города, предгорья и пустыни, где контактные измерения параметров атмосферного пограничного слоя АПС с помощью высотных мачт и летательных аппаратов трудновыполнимы.

Ниже, мы остановимся на исследованиях с использованием содаров низкоуровневых струйных течений и волн Кельвина-Гельмгольца.

К низкоуровневым струйным течениям (НСТ)относят мезомасштабные потоки воздуха в нижней тропосфере, которые имеют небольшую вертикальную протяжённость, но в горизонтальной плоскости распространяются на десятки и сотни километров. В литературе нет единой дефиниции НСТ, поскольку такие течения могут порождаться различными явлениями: морскими бризами, горно-долинной циркуляцией, синоптической бароклинностью, атмосферными фронтами и т. п. Отдельный класс образуют НСТ, которые регулярно возникают в атмосферном пограничном слое (АПС) при температурных инверсиях над однородной (либо слабо неоднородной) подстилающей поверхностью даже в отсутствии вышеперечисленных явлений. Именно такой класс струйных течений рассматривается в данной работе.

Исследования НСТ необходимы для понимания структуры и динамики устойчиво стратифицированного АПС, а также для многих практических приложений. Пример низкоуровневых струйных течений на Москвой показан на рис. 2.

Профили скорости ветра, приведённые на рис. 2, показывают изменчивость формы и параметров течений. Максимальная скорость и высота ядра струи меняются как в течение суток, так и от дня ко дню, поэтому в осреднённых профилях, которые обычно используются в метеорологии, струйные течения, как правило, не проявляются. Такие течения необходимо учитывать при моделировании ближнего распространения и диффузии загрязнений, при ветро-энергетических расчётах, оценках степени безопасности полётов и т. п.

В настоящей работе представлены осреднённые характеристики НСТ, полученные в летний и зимний сезоны над центром Московского мегаполиса и над прилегающей сельской местностью с помощью пространственно-разнесённых содаров.

В сельской местности зимой низкоуровневые течения могут существовать над снежным покровом несколько суток. В Москве, где зимой инверсии возникают редко вследствие городского острова тепла, НСТ наблюдаются редко. В работах [3,4] приведена обширная статистика свойств НСТ в летнее и зимнее время в городе и в

сельской местности. На рис. 3 приведены данные о длительности непрерывного существования и зависимости повторяемости НСТ от времени суток.

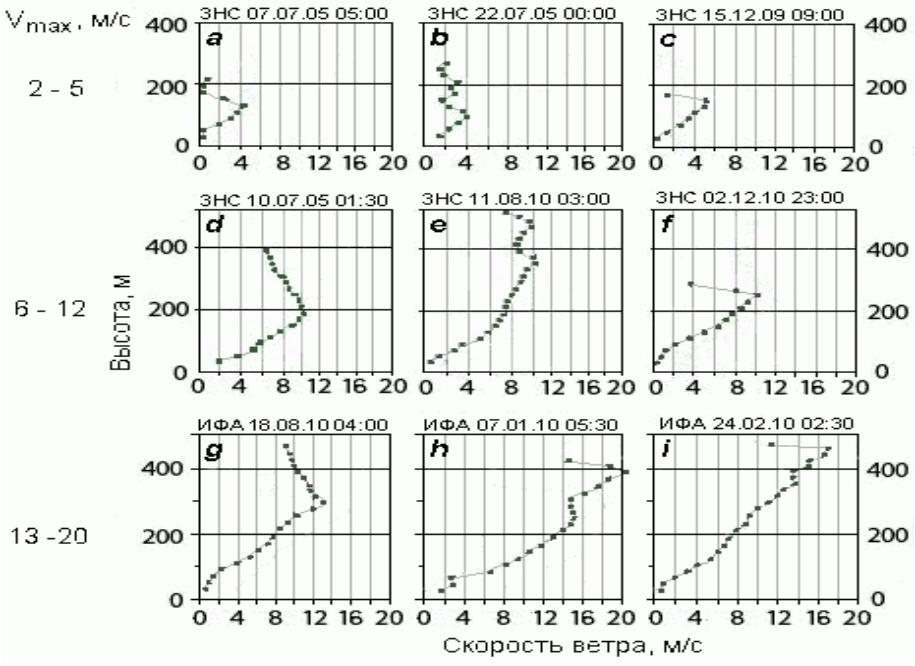


Рис.2 - Примеры осреднённых за 30 мин профилей скорости ветра в низкоуровневых струйных течениях, наблюдавшихся в Московском регионе в 2005-2010 годах.

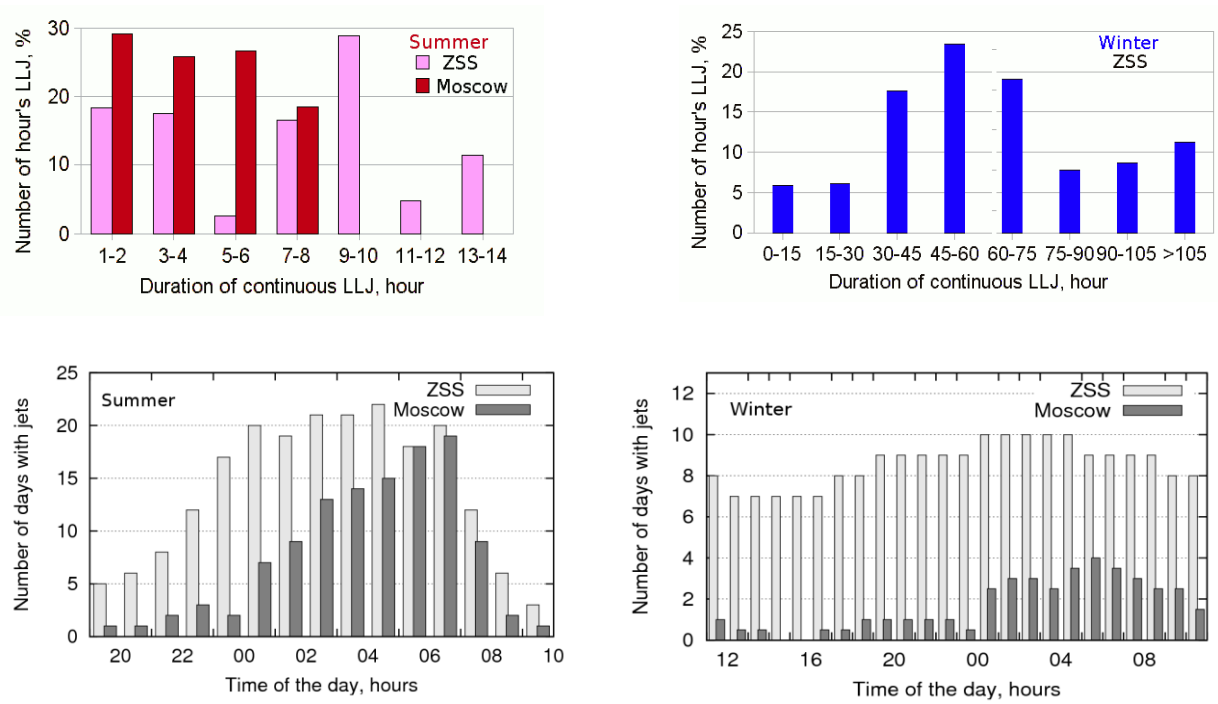


Рис. 3 - Гистограммы длительности непрерывного существования НСТ и зависимости повторяемости случаев НСТ от времени суток.

Содар является одним из наиболее удобных инструментов для долговременных наблюдений низкоуровневых струйных течений и определения их базовых характеристик. Главным достоинством содара является его способность измерять и

пространственные, и временные характеристики НСТ, а также высоту верхней границы инверсии, одновременно и в одном и том же месте. Кроме того, содарные эхограммы показывают общую структуру турбулентности и её динамику в устойчивом АПС.

С помощью автоматизированной содарной сети нами впервые получена статистика повторяемости и основных параметров долго-живущих зимних НСТ в сельской местности и в мегаполисе.

Значительные различия в повторяемости летних ночных НСТ и её распределении по времени суток, а также в распределении высоты ядра струи и скорости ветра в ядре, обнаружены между городской и прилегающей сельской местностью. Над центром города НСТ появляются реже, на большей высоте, и возникают, главным образом, в предрассветные часы. Над сельской местностью количество случаев образования НСТ почти равномерно распределено по тёмному времени суток. Поскольку существование струйных течений тесно связано с температурными инверсиями, то различия в поведении НСТ над городской и над сельской местностью объясняются влиянием городского острова тепла на стратификацию атмосферного пограничного слоя.

Большим достоинством содаров является возможность визуализации мезомасштабных турбулизированных образований и волновых движений на эхограммах. При исследованиях низкоуровневых струйных течений, характеризующимися большими вертикальными сдвигами ветра, на эхограммах содаров ИФА им. А.М. Обухова РАН было зафиксировано много эпизодов возникновения внутренних гравитационных волн типа волн Кельвина-Гельмгольца (ВКГ). Важность изучения ВКГ связана с предполагаемой (но пока не доказанной) ролью этого явления в возбуждении турбулентности в статически-устойчивых атмосферных слоях. ИсследованиямВКГ в ИФА посвящены работы [5-6].

На рис. 4 приведены примеры регистрации ВКГ на эхограммах из архива непрерывного мониторинга АПС содаром Латан-3 на ЗНС в 2009-2012 гг. На рис. 5 показана связь эпизодов ВКГ с сильными сдвигами скорости ветра в струйных течениях, а также приведено распределение по месяцам числа эпизодов ВКГ, наблюдавшихся на Звенигородской научной станции ИФА им. А.М. Обухова РАН (ЗНС). Наибольшее количество эпизодов зарегистрировано в январе, мае, сентябре и ноябре; однако межгодовые вариации превышают межсезонные. В целом ВГВ - не частое явление. За 3 года по содарным эхограммам выделено 400 часов чётких ВКГ (6% ночного времени) и около 3000 часов слабо выраженных (40%).

Необходимые и достаточные условия образования ВКГ пока не сформулированы.

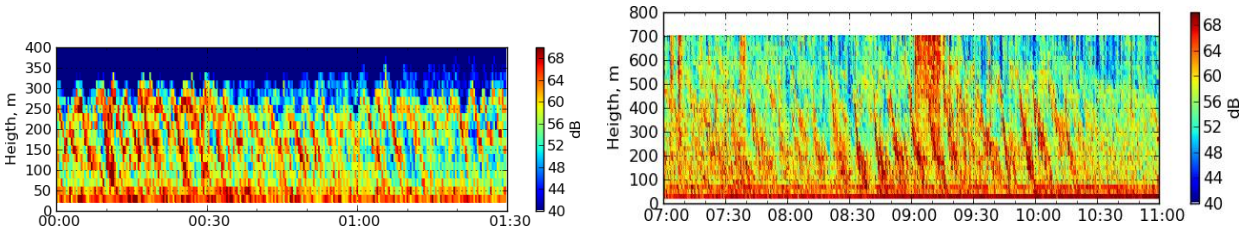


Рис. 4 - Примеры регистрации ВКГ в форме "наклонных полос" различной амплитуды и периода на эхограммах содара Латан-3 на ЗНС. Масштабы по вертикали и горизонтали на правой и левой эхограммах разные.

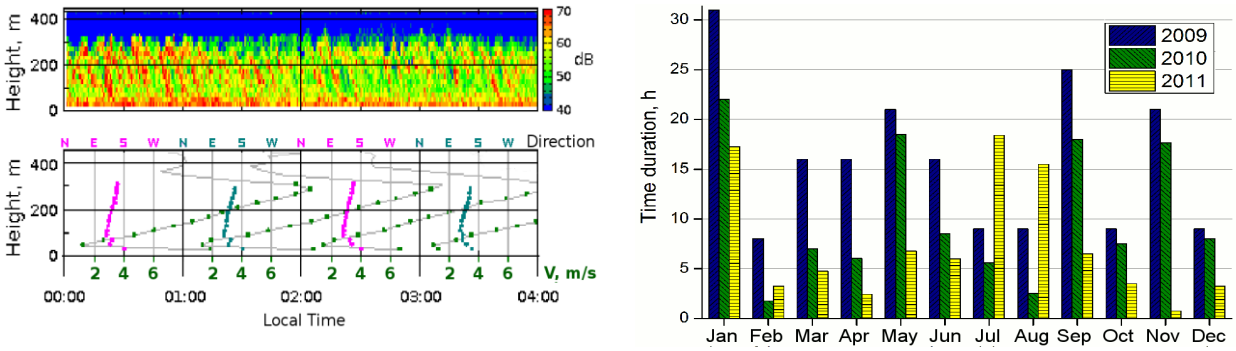


Рис. 5 - Слева: связь эпизодов ВКГ с сильными сдвигами скорости ветра в струйных течениях. Скорость ветра на высоте 300 м превышает 16 м/с при штиле у поверхности. Справа: распределениевременинаблюдения ВКГ (в часах) помесяцам.

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ТОНКОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Можно выделить два направления исследований строения атмосферы Земли инфразвуковым методом.

Первое является традиционным. В нём исследуются средние профили скорости звука и ветра в атмосфере, их пространственное изменение, суточные, сезонные и другие вариации во времени. Первые данные о строении стратосферы были получены в первой половине XX века именно акустическим методом [2].

Второе направление было впервые предложено в наших работах [7-8]. Оно заключается в возможности использовать инфразвуковые волны для изучения тонкой структуры атмосферы. Под тонкой структурой понимается наличие в верхней атмосфере анизотропных неоднородностей температуры и ветра. Вертикальные размеры таких неоднородностей изменяются в пределах от десятков метров до единиц километров, а горизонтальные размеры на один-два порядка превышают вертикальные.

По современным представлениям такие неоднородности атмосферы образуются из-за нелинейного взаимодействия внутренних гравитационных волн. Теория образования анизотропных структур атмосферы подробно изложена в работах [9-10].

Геометрическая иллюстрация акустического метода зондирования тонкой структуры верхней атмосферы показана на рис.6. Коэффициент частичного отражения звука от неоднородных структур заметно меньше единицы. Но, его значения, тем не менее, достаточны, чтобы на земной поверхности в месте регистрации звука, фиксировались акустические сигналы с амплитудой пригодной для последующего анализа. Примеры показаны на рис.7-8, на которых представлены инфразвуковые сигналы зарегистрированные в области геометрической тени на расстоянии 295 км от места проведения взрывов с тротиловым эквивалентом 20-70 т тнт. Видно, что амплитуда сигнала в этом случае достаточна для его выделения на фоне атмосферных помех.

В работах [11-12] была развита теория взаимосвязи спектров рассеянных на анизотропных структурах инфразвуковых сигналов и спектров самих анизотропных неоднородностей температуры и ветра.

На основании этих работ была разработана методика восстановления вертикального распределения анизотропных структур в верхней атмосфере на основании данных инфразвуковых измерений в областях акустической тени на больших расстояниях от наземных импульсных источников [11].

Пример такого восстановления вертикального профиля эффективной скорости звука в страто-мезосфере показан на рис.8.

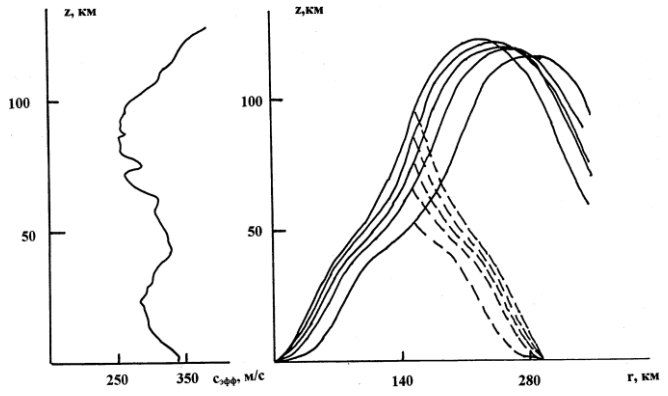


Рис. 6 – Вертикальный профиль эффективной скорости звука (слева). Рефракционные лучи,поворачивающие к земной поверхности (сплошные линии)и гипотетические звуковые лучи, соответствующие частичному отражению звуковых волн от атмосферных неоднородностей (штриховые линии).

Сам факт наличия анизотропной структуры атмосферы, (из-за которой в регистрируемых инфразвуковых сигналах наблюдается осциллирующая компонента независимо от расположения приёмников инфразвука в областях геометрической тени, либо слышимости), характерен практически для любого времени суток и любой пространственной области. Об этом свидетельствуют данные на рис.7 и в [11-12]. Не исследованным остается вопрос о возможности стабильности параметров самих слоёв и их высотного распределения.

Здесь под стабильностью мы понимаем возможность сохранения на протяжении какого-то интервала времени мгновенных вертикальных профилей эффективной скорости звука в достаточно значительной по высоте толще атмосферы.

Очевидно, что атмосфера является динамичной средой, характеристики которой существенно изменяются во времени. Одним из источников такого изменения являются внутренние гравитационные волны и их нелинейная динамика. Например, в нашей работе [13] показано, что внутренние гравитационные волны могут оказывать заметное влияние на структуру инфразвуковых сигналов, регистрируемых на больших расстояниях от источников при проведении экспериментов с интервалом времени более 10 минут. Такие и большие периоды как раз и характерны для внутренних гравитационных волн.

Возникает вопрос, а возможна ли вообще стабильность во времени параметров тонкой структуры атмосферы и её высотного распределения. Частичным ответом на этот вопрос являются результаты экспериментов, показанные на рис. 7и рис.9.

На рис. 9 показаны инфразвуковые сигналы, зарегистрированные на расстоянии 322 км от наземных взрывов с тротиловым эквивалентном 15 т тнт. Интервал времени между взрывами был 4 минуты. Визуально видно, что регистрируемые инфразвуковые сигналы имеют длительность более 5 минут.

Видно также, что практически вся наблюдаемая общая структура сигналов, зарегистрированных с интервалом времени 4 минуты является неизменной. Подтверждением этого служат значения когерентности между этими сигналами.

Из рис. 9 видно,что значения когерентности между сигналами, зарегистрированными от однотипных взрывов с интервалом времени 4 минуты являются значимыми и наблюдаемыми на всей длительности регистрации инфразвука.

Указанное свидетельствует о стабильности структуры всей толщи атмосферы от стратосферных до термосферных высот на протяжении интервала времени не менее 4-х минут.

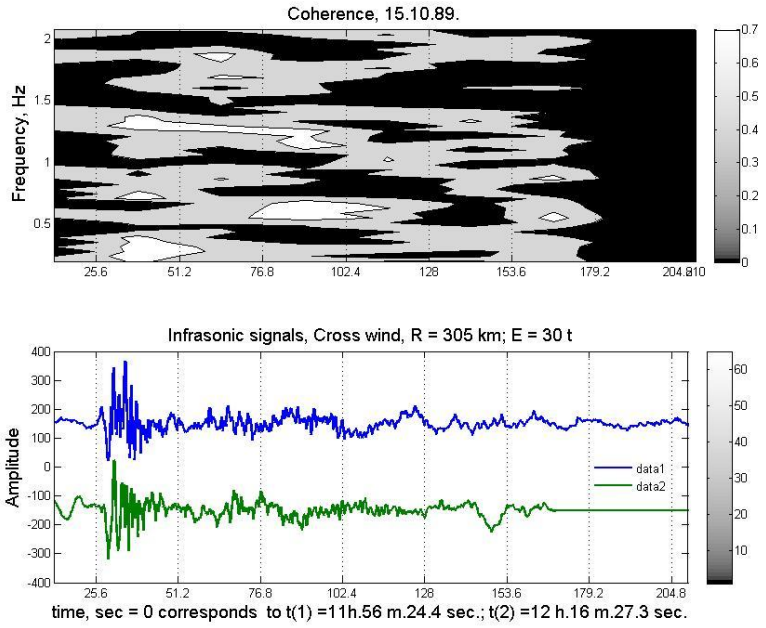


Рис. 7 – Когерентность между инфразвуковыми сигналами (нижняя панель), зарегистрированными в области геометрической тени на расстоянии 305 км от взрывов, реализованных с интервалом 20 минут (верхняя панель).

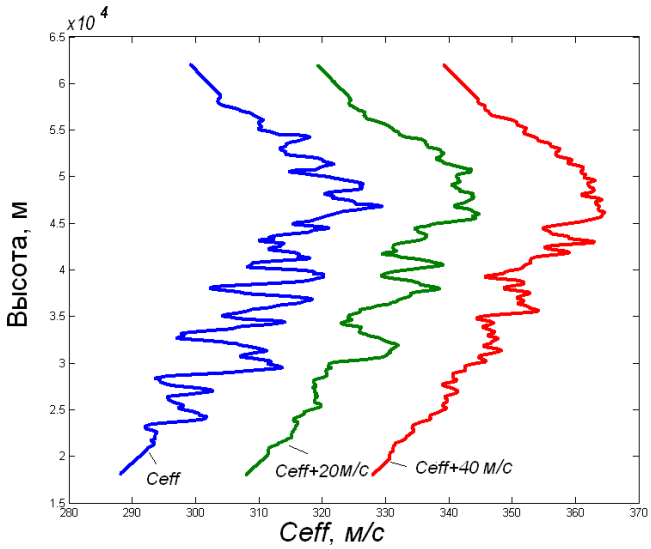


Рис. 8 - Вертикальные профили эффективной скорости звука $C_{eff,0}(z_j)+\Delta C_{eff}(z_j)$ *в стратосфере, восстановленные по трем сигналам от вулкана,следующим друг за другом с интервалом времени порядка 30 мин. Здесь анализировались данные регистрации инфразвука на расстоянии 250,5 км от места извержения вулкана в Эквадоре [12].*

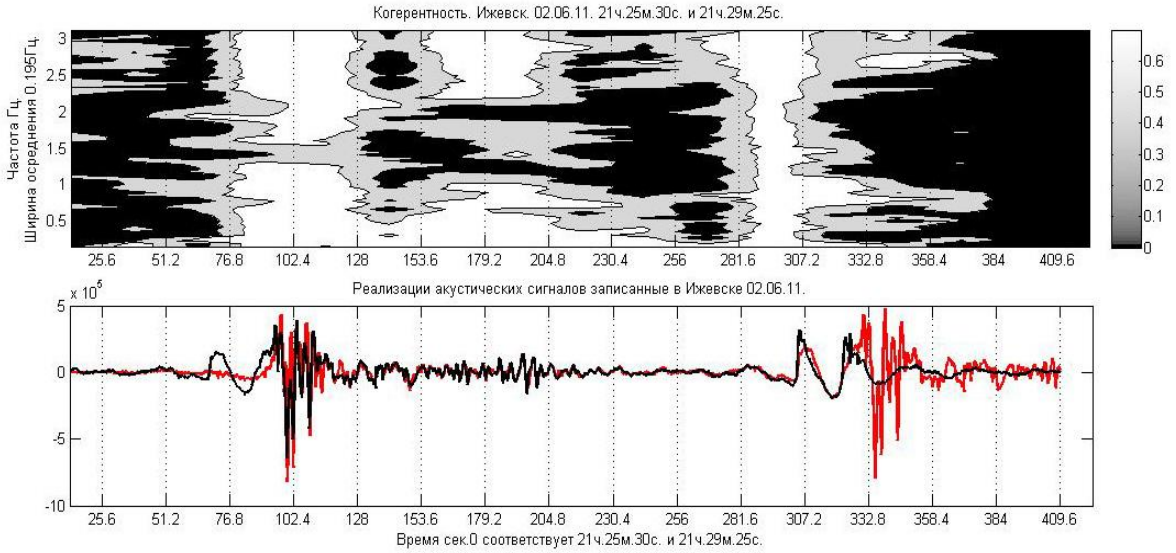


Рис.9 – Инфразвуковые сигналы зарегистрированные в одном и том же в области акустической тени на расстоянии 322 км от источников (взрывы 10-30 т тнт), реализованных с интервалом 4 минуты (нижняя панель). Когерентность между этими сигналами высокая на протяжении всей (!) длительности сигнала (верхняя панель). Здесь, осциллирующий сигнал на рисунке справа соответствует стратосферному приходу от следующего взрыва. Так как взрывы были неконтролируемые, то происходило наложение сигналов от разных источников.

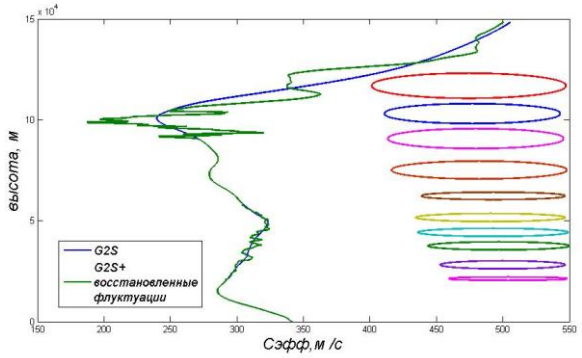


Рис. 10 - Профиль G2S с наложенными на него флуктуациями $\Delta C_{eff}(z)$. Схематичное представление крупномасштабных анизотропных структур в виде суперпозиции отдельных «блинов» с различными пространственными и динамическими (вертикальные градиенты температуры и ветра) характеристиками.

Таким образом, на основании данных регистраций инфразвука на больших расстояниях от импульсных источников мы можем схематично рассматривать земную атмосферу как показанную на рис.10 тонкослоистую среду на протяжении практически всей области высот верхней атмосферы. При этом, сами крупномасштабные анизотропные структуры можно схематично представить в виде суперпозиции отдельных «блинов» с различными пространственными и динамическими (вертикальные градиенты температуры и ветра) характеристиками. И, как было показано выше, такая структура характерна для всей атмосферы, независимо от её пространственного распределения и может быть стабильной в целом и в деталях на протяжении интервалов времени не менее 4 минут.

Указанное является новым и неожиданным результатом, поскольку земная атмосфера является очень динамичной средой, и вызывает необходимость проведения специальных исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ № 13-05-00268.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kallistratova, M.A. 1997: Physical grounds for acoustic remote sensing of the atmospheric boundary layer. Lecture Notes in Earth Sciences, V. 69, "Acoustic Remote Sensing Application", S. P. Singal, Ed., Springer-Verlag., 3-35.
2. Куличков С.Н. Дальнее распространение звука в атмосфере (обзор) // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1992. Т.28. №4. С.3-20.
3. Kallistratova, M.A., Kouznetsov, R.D. Low-level jets in the Moscow region in summer and winter observed with asodarnet work // Boundary-Layer Meteorol 2012, V.143, Issue 1, p.159-175.
4. Kallistratova, M., Kouznetsov, R., Kuznetsov, D., Kuznetsova, I., Nakhaev, M., Chirokova, G. Summertime low-level jet characteristics measured by sodars over rural and urban areas // MeteorologischeZeitschrift, 2009. V. 18. No. 3. P. 289-295.
5. Lyulyukin, V.,Kouznetsov, R., Kallistratova, M.The composite shape and structure of braid patterns in Kelvin-Helmholtz waves observed with a sodar // J. Atmos. Oceanic Technol. 2013. V. 30. P. 2704-2711.
6. Люлюкин,В.С., Каллистратова,М.А., Кузнецов,Р.Д., Кузнецов,Д.Д. Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в атмосферном пограничном слое по данным акустической локации //Изв. РАН, ФАО. 2014 (в печати).
7. Буш,Г.А., Куличков,С.Н., Свертилов,А.И. О некоторых результатах экспериментов по рассеянию акустических волн на анизотропных неоднородностях средней атмосферы // Изв. АН. Физикаатмосферыиокеана. 1997. Т.33. №4. С.483-491.
8. Kulichkov, S. “On the prospects for acoustic sounding of the fine structure of the middle atmosphere”, in Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies , edited by A. Le Pichon, E. Blanc, and A. Hauchecorne, chapter 16 (pp. 511-540). 2010 (Springer Verlag, Dordrecht-Heidelberg).
9. Chunchuzov, I.P. “On the nonlinear shaping mechanism for gravity wave spectrum in the atmosphere.” Ann. Geophys., 2009, V.27, 1-20
10. P. Chunchuzov, “On the High_Wavenumber Form of the Eulerian Internal Wave Spectrum in the Atmosphere,” J. Atmos. Sci. 2002, V.59 (5), 1753–1772.
11. Чунчузов И.П., Куличков С.Н., Фирстов П.П. Об отражении акустической N-волны от слоистых неоднородностей атмосферы // Изв. РАН Физика Атмосферы и Океана, 2013, т.49, №3. С.285-297.
12. Чунчузов И.П., Куличков С.Н., Попов О.Е., Перепелкин В.Г., Васильев А.П., Глушков А.И., Фирстов П.П.. Характеристики тонкой вертикальной структуры поля скорости ветра в стратосфере и нижней термосфере, полученные по инфразвуковым сигналам в области акустической тени// Изв. РАН Физика Атмосферы и Океана, 2014 (в печати).
13. Куличков С. Н., Буш Г. А. Быстрые вариации инфразвуковых сигналов на больших расстояниях от однотипных взрывов. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т.37. № 3. С. 331-338.

ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГЕОАКУСТИКИ

Николаев А.В.

Институт физики Земли им.О.Ю.Шмидта РАН, Москва

E-mail: nikavs1@gmail.com

ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГЕОАКУСТИКИ

В формировании вещества Земли участвуют процессы различного генезиса – магматические, осадочные и метаморфические, активная роль в породообразовании принадлежит биогенному осадконакоплению. Геологические процессы подчиняются законам эндогенной и экзогенной эволюции. Разнообразие эволюционных процессов формирует структуру и физико-химические свойства вещества Земли. Все геологические процессы происходят непрерывно, тесно связаны между собой и сопровождаются характерным сейсмоакустическим шумом в широком диапазоне частот и амплитуд. Акустические сигналы генерируются внутренними источниками в твердой земле; физические и геологические процессы происходят одновременно, все это определяет особенности геоакустики, существенно отличающейся от акустика «нормальной», связанной с упругими волнамив жидкостях и газах.

Акустические волны в Землемогут генерироваться разными источниками, внешними и внутренними. Внешние источники – поверхностные процессы – ветер, дождь, техногенные шумы, генерированные работой механизмов, транспорта и прочего. Внутренние источники – так-называемые эндогенные, генерируются внутренними геологическими процессами. Эти процессы происходят по законам геологической эволюции, они связаны с энергонасыщенностью среды, излучением, поглощением волн, процессами геофизическими, тектоническими, геохимическими, гидрогеологическими, литологическими, механическими и другими.

Вообще говоря, к акустическим процессам можно отнести и такие грандиозные явления, как сильные землетрясения, извержения вулканов. Мы ограничим себя процессами высокочастотными, десятки Герц – мегаГерцы, и связанными с ними упругими волновыми явлениями. Исходя из этих соображений, рассмотрим те основные геологические процессы, которые сопровождаются акустическими шумами.

Осадконакопление и диагенез. Накопление осадков связано с их постепенным уплотнением, увеличением плотности, упругих модулей. Уплотнение горной породы сопровождается непрерывнымзвуком широкой полосы часто , от сотен Герц до нескольких мегаГц. Примеры тому – формирование осадочных бассейнов. Мощность осадков в Ферганскойдолине составляет около 20 км, накопленных за 5 млн. лет, при этом толщина осадочного слоя уменьшилась (спрессовалась) на 1 км. Значит, мощность осадочного слоя ежегодно сокращалась на 0,2 мм, этот непрерывный процесс усадки сопровождался звуковой эмиссией в полосе частот 100 Гц – 5000, что сейчас наблюдается пери акустическом каротаже в скважинах. Акустический шум диагенеза наблюдается в скважинах в Западной Сибири н глубинах до 3 км и в других районах.

Метаморфизм. Процессы метаморфизма сопровождаются изменениями пластового давления, температуры, упругих свойств и структуры горных пород. Эти изменения сопровождается непрерывным высокочастотным звуком, сотни Гц. На примере постоянного потрескивания кристаллического фундамента, сложенного в основном гранитами, наблюдаются «потрескивания» на частотах 100 – 500 Гц. Для таких высоких частот дистанция затухания акустических волна составляет меньше 10 км, наблюдаемое акустическое поле связано с процессами излучения волн в верхней части земной коры. Звук метаморфических процессов, происходящих на глубинах более 10 км, может наблюдаться в глубоких скважинах.

Магматизм. Процессы магматизма происходят на больших глубинах, они связаны с излияниями лав на поверхность, например, при извержениях вулканов, либо с внутренними прорывами лавы, образованием интрузивов, даек. В этих областях надолго остаются аномалии температуры и акустической активности, приуроченной к относительно высоким градиентам температуры. Акустические шумы магматических пород наблюдаются при скважинном акустическом каротаже в полосе частот 100 – 1000 Гц. По сути, это – шумы адаптации изменяющихся физических свойств горных пород к новым PT условиям, а также кристаллизация магмы.

Метасоматоз.Естественный процесс замещения минеральных комплексов переносом вещества в водных растворах и газах, например, «залечивание» трещин кварцитом, кремнием или другим минералом. При этом изменяются физические свойства вещества, сопровождающиеся слабым высокочастотным (мегаГерцы) звуком.

Тектогенез, тектонические движения. Это активный процесс, протекающий на различных масштабных уровнях, охватывает как правило, узкие зоны между блоками. Эти ослабленные зоны заполнены тектонитами, брекчиями трения или обломочного материала. Эти зоны обладают высокой эмиссионной активностью, излучают акустический шум в широкой частотной полосе, хорошо выделяются при акустическом каротаже скважин, пересекающих разломы. Тектонические движения часто происходят по грандиозным разломам, охватывающим по глубине всю земную кору, шириной до нескольких сотен метров – километров. Например, Таласо-Ферганский разлом в Киргизии или разлом Сан-Андреас в Калифорнии. Такие грандиозные разломы не только активны акустически, непрерывно источают шум, а также сейсмоактивны, с ними связаны значительные землетрясения.

Геоморфологические процессы. Сам сложный рельеф земной поверхности говорит нам о высокой активности экзогенных процессов и действию выветривания, оползневой и селевой активности, о поднятиях и опусканияверхней части земной коры. Эти медленные движения происходят неравномерно, они непрерывно, с разной интенсивностью излучают акустическуюэнергию, широкополосный по частоте и переменный во времени и по интенсивности акустический шум. По существу, это геологическое движение сродни тектоническому.

Денудация. Это процесс сноса продуктов выветривания горных пород, осуществляемый водой и ветром. Горные реки «пропиливают» узкие каньоны. В бортах каньонов возникают трещины разгрузки, бокового отпора, области трещиноватости. Акустический шум этих трещин – это прерывистый процесс, случайная последовательность короткопериодных актов импульсного излучения.

Дегазация и дегидратация горных пород связана с выделением воды или газов, содержащихся в минеральном скелете горной породы и происходят с изменением ее физических свойств, охрупчиванием, возникновением малых структурных дислокаций и акустической эмиссии. Этот процесс плохо изучен, наблюдается при физическом моделировании.

Гидрогеология, изменение физических свойств воды.В воде, связанной и свободной, содержащейся в горных породах, с течением времени происходят акты структурирования, сопровождающиеся увеличением ее плотности, сжимаемости, изменением электропроводности, поверхностного натяжения. Эти изменения сопровождаются единичными актами импульсного акустического излучения, отмечаемыми гидрогеологическими и акустическими приборами.

Наше описание геологических процессов ,связанных с активными геоакустическими проявлениями, далеко не исчерпывают все разнообразие процессов, сопровождающих акустическую эмиссию горных пород, но дают достаточно полное представление о ней. Горные породы обладают выраженными нелинейнымиупругими свойствами как следствие, акустическая эмиссия испытывает нелинейные искажения по мере распространения волн. Оно выражается, прежде всего, в изменениях интенсивности

излучения, спектрального состава колебаний, расширении спектра, его выхода за интервал полосы пропускания регистрирующей аппаратуры. Поэтому указанные здесь интервалы частотна самом деле шире или даже много шире, но высокочастотная часть поля акустических колебаний часто оказывается потерянной для экспериментатора. Сами нелинейные искажения проявляются во взаимодействии акустических волн между собой и со средой распространения. Но это относится уже к физическим основам геоакустики.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГЕОАКУСТИКИ

Продольные и поперечные волны. В твердой среде существует два основных типа упругих волн, продольные и поперечные, изменения объема и формы. Скорость продольной волны по крайней мере в 1,4 раза выше скорости волны поперечной.Их другие акустические характеристики – рассеяние на неоднородностях, поглощение, явления обмена (то есть переход продольнойволны в поперечную и наоборот), нелинейные свойства и эмиссионная активность существенно разнятся.

Рассеяние объемных акустических волн. Проходя через неоднородную среду, содержащую включения аномалий упругих свойств, волны испытывают рассеяние на этих неоднородностях. Рассеяние – это процесс многократногопереизлучения упругой энергии. Если считать, что в некоторый начальный момент времени он начинается в результате того, что плоская акустическая волна вторгается из однородной вреды в неоднородую, рассеивающую среду, то сначала преобладает «однократное рассеяние», затем кратность растет, а интенсивность рассеянных волн сначала возрастает во времени по линейному закону, а затем более плавно, по закону теплопроводности. При этом роль поперечных волн со временем увеличивается и становится доминирующей.В том случае, когда рассеивающая среда линейна, пассивна, характеризуется плавными флуктуациями акустических свойств, рассеивание упругой волны на малых неоднородностях происходим изотропно, а на больших – преимущественно вперед,по направлению распространения. Рассеянные на малых неоднородностях волны преимущественно поперечные, P*S в 64 раза слабее S*S, P*P в 8 раз слабее S*S. Таким образом, в идеально упругой рассеивающей среде в «дальней зоне» доминирует поперечная рассеянная акустическая волна, в значительной степени определяющая структуру акустического поля. Следствием упругой нелинейности и акустической активности среды структура поля искажается: возникают сильные флуктуации амплитуды и фазы, в области каустик усиливается влияние нелинейного рассеяния, активности среды – акустической эмиссии. Этот вопрос остается мало изученным, хотя современные средства математического моделирования позволяют выполнить достаточно глубокое изучение проблемы формирования акустического волнового поля для широкого класса физических свойств реальных геологических сред: современную сейсмическую разведку эти проблемы, к сожалению, не интересуют, а проблемы гидроакустики и атмосферной акустики совершенно иные.

Ползучесть, крип - этомедленное движение геовещества под действием тектонических напряжений при постоянной деформации. Эти свойства горных пород особенно хорошо проявляются в породах пластичных, например, в каменной соли. Движение вещества сопровождаетсясильно выраженным акустическим эффектом на частотах по крайней мере до 10 кГц, возможно, выше. Звук неоднократно наблюдался приборами акустического каротажа, его структура весьма необычна. При прослушивании акустических записей возникает ощущение некой гармонии: в самих звуках слышатся различные ударные инструменты, танцевальные ритмы; сильным ударам, соответствующим микроземлетрясениям, предшествуют некие «предвестники», которые при многократном прослушивании аудиозаписей можно научиться различать и предсказывать эти события

Релаксация напряжений. Это явление, близкое крипу, с той разницей, что под действием созданного напряжения среда не движется, но происходит его

самопроизвольное уменьшение напряжений, внутренняя перестройкавещества.. Результатом такой длительной перестройки может быть минеральная дифференциация горной породы, возникновение характерной структуры, например, сочетание зерен кварца, полевого шпата и слюды, составляющей гранит. Такая дифференциация связана с изменениями РТ условий и должна сопровождаться акустическими эффектами. Эти эффекты не удастся наблюдать в скважинах, так как само бурение сопровождается глубоким изменением структуры горной породы, ее разрушением и изменением физических свойств.

Тензочувствтельность, виброчувствительность, структурная чувствительность горных пород. По сути, все это проявления нелинейных свойств горных пород. Ясно, что сжатие или расширение некоторого объема нелинейной среды должно привести к изменениям ее физических характеристик: упругих модулей, плотности, элекропроводности, магнитных свойств, способности к излучению акустической и электромагнитной энергии. Интересно и то, что к таким изменениям приводит и виброоблучение, причем разнообразие обретенных изменений чрезвычайно широко, оно зависит от интенсивности вибраций, их частоты, продолжительности действия, структурных и текстурных особенностей горной породы. Эта интригующая способность горной породы практически не исследована. В лабораторных условиях испытуемые образцы проявляют совсем не те свойства, чем они обладают в естественном залегании. Существует лишь небольшой опыт полевых исследований, прекращенных в начале 2000-х г.

Сложные среды, эметджентность и гомеостаз. Принцип эмерджентности говорит о том, что свойства сложного целого не могут быть предсказаны, даже если нам известны свойства составляющих его более простых частей. Принцип приложим к изучению геосистем, их свойств и поведению. В частности, он говорит о том, что в исследованиях надо в первую очередь доверять данным логической индукции, эксперименту, а не теории, По существу, этот методический принцип должен стоять в основе геоакустических исследований. Принцип гомеостаза тоже эволюционный, он вооружает исследователя пониманием того, что, в частности, акустическая эмиссия должна обладать устойчивыми информационными характеристиками, присущими изучению свойств геологических сред пассивными акустическими методами. В частности, пассивная сейсморазведка, использующая микросейсмы для решения задач поиска полезных ископаемых, имеет огромный резерв развития, в настоящее время далеко не осознанный и отрицаемый сегодняшней геофизикой и геоакустикой.

Энтропия. Закон Н.А.Козырева говорит о том, что существует явление дистанционного воздействия внешних необратимых процессов на состояние вещества сложных систем, вплоть до изменений свойств вещества и протекающих в нем явлений. В настоящее время официальная наука отрицает все, связанное с физикой Козырева. Вместе с тем этот закон получен на основе физических экспериментов и уже нашел широкое экспериментальное подтверждение. Вообще энтропию как физическую характеристику процесса науки о Земле не изучают, вместе с тем ясно, что перспективы исследований огромны как в фундаментальных исследованиях, так и в исследованиях прикладных, в частности, в геоакустике. Такие исследования, ведущиеся несколькими группами энтузиастов в России и за рубежом, показали существование ярких феноменов, выходящих далеко за пределы официальной науки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье освещены лишь некоторые проблемы геоакустики, касающиеся геологических и физических процессов и явлений. Мыслью автора было показать новые воззрения и подходы к известным проблемам, которые до сих пор широко не обсуждались, а также выйти за пределы существующих представлений о природе вещей.

Геоакустику можно уподобить восточной медицине. Тибетская медицина ставит диагнозы болезням, слушая пульс больного, в некотором роде по акустическим наблюдениям. На этом пути акустических и геофизических исследований лежат новые возможности развития фундаментальной науки и решения прикладных задач – прогноза землетрясений, поиска и разведки месторождений полезных ископаемых.

к списку секций

СЕКЦИЯ – Архитектурная и строительная акустика

АКУСТИКА ОРГАННОГО ЗАЛА И КОНЦЕРТНОГО ФОЙЕ ГОСУДАРСТВЕННОГО ЦЕНТРАЛЬНОГО МУЗЕЯ МУЗЫКАЛЬНОЙ КУЛЬТУРЫ В МОСКВЕ
Кравчун П.Н.[1)], Ланэ М.Ю.[2)] 2

ТРЕБОВАНИЯ К АКУСТИКЕ КРУПНЫХ СПОРТИВНЫХ ЗАЛОВ
Ланэ М.Ю. 8

АКУСТИКА МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕАТРА ЭСТРАДЫ
Шевцов С.Е.[1,2)], Рубин Л.С.[2)] 13

АКУСТИКА ОРГАННОГО ЗАЛА И КОНЦЕРТНОГО ФОЙЕ ГОСУДАРСТВЕННОГО ЦЕНТРАЛЬНОГО МУЗЕЯ МУЗЫКАЛЬНОЙ КУЛЬТУРЫ В МОСКВЕ

Кравчун П.Н.[1)], Ланэ М.Ю.[2)]

[1)] МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва
[2)] НИИ строительной физики, лаборатория акустики залов, Москва

E-mail: gedackt@mail.ru

Государственный центральный музей музыкальной культуры располагает двумя концертными площадками – Органным залом, где в 1979 году был установлен орган немецкой фирмы «A.Schuke», и фойе 2-го этажа, где концерты проводятся с 1998 года, когда здесь после реставрации был установлен исторический орган немецкого мастера Фридриха Ладегаста, построенный в 1868 году. Представлены результаты акустических измерений, проведенных в Органном зале до ремонта 2004 года (когда были полностью заменены облицовка стен и кресла) и после ремонта, а также в фойе 2-го этажа. Показано, что акустические характеристики Органного зала после ремонта значительно изменились и приобрели ряд нежелательных особенностей. Даны рекомендации по улучшению акустики Органного зала. В фойе значительных акустических недостатков не обнаружено, его акустика в целом соответствует установленному в нем историческому органу.

Ныне существующее здание Центрального музея музыкальной культуры (Москва, ул. Фадеева, 4) было построено в конце 1970-х годов (рис. 1), однако переезд фондов музея в новое здание был закончен лишь к середине 1980-х годов. Ныне учреждение входит в состав недавно созданного Всероссийского музейного объединения музыкальной культуры имени М.И.Глинки.

Рис. 1. Здание Центрального музея музыкальной культуры

Первоначально в здании музея была лишь одна концертная площадка – концертный зал, позже названный Органным, а затем Прокофьевским. Для этого зала в 1976 году был изготовлен концертный орган немецкой органостроительной фирмы из Потсдама “Alexander Schuke”, имеющий 2 мануала, педаль, 28 регистров, механическую клавишную и электропневматическую регистровую трактуру. Однако затянувшиеся строительные работы позволили установить инструмент в зале лишь в 1979 году [1]. Орган выдержан в стиле т.н. “Orgelbewegung” (псевдобарокко) и обладает довольно резким сильным звучанием.

Органный («Прокофьевский») зал музея представляет собой небольшое прямоугольное помещение длиной 14 м, шириной 12,3 м и высотой 15 м. В торцевой части зала размещается прямоугольная в плане эстрада высотой 930 мм, на которой

установлен орган. Продольные стены зала имеют слабо выраженные членения треугольным профилем. До капитального ремонта зала, выполненного в 2004 году, стены зала в нижней части были облицованы укрепленными по каркасу деревянными панелями. Вместимость зала составляет 161 место (9 рядов по 17 кресел и последний 10-й ряд на 8 кресел). На задней стене имеется небольшой технологический балкон, не предназначенный для размещения зрителей. Объем помещения составляет около 2200 м^3.

В ходе проведенного ремонта вся деревянная облицовка стен и каркас для ее крепления были демонтированы. После этого все стены зала по всей их площади были заново оштукатурены. Кроме того, были заменены на новые все кресла. Представление об интерьере зала в его современном состоянии дает рис. 2.

Рис. 2. Органный («Прокофьевский») зал музея

После проведенного капитального ремонта зала сотрудниками музея и слушателями отмечалось ухудшение качества звучания в нем, что и определило необходимость проведения настоящего исследования.

Для определения акустических характеристик зала были проведены измерения (в пустом зале). Их методика соответствовала стандарту ISO 3382-1997. В нескольких точках пустого зала были записаны на профессиональный магнитофон отклики помещения на тестовый сигнал в виде выстрела из стартового пистолета, а также аккорды органа. Выстрелы производились из точки сцены рядом с кафедрой органа.

Последующая обработка этих записей проводилась в лабораторных условиях. Она осуществлялась с помощью компьютерной измерительной программы SIA – Smaart – Pro, инсталлированной в полной конфигурации на ноутбуке. При этом записанные на магнитофон сигналы через звуковую карту VX-pocket производства фирмы Digigram вводились в ноутбук и обрабатывались указанной программой. Дополнительно производилась обработка записей с использованием измерительной системы MLSSA производства фирмы DRA. В итоге были получены значения времени

реверберации зала, других критериев акустического качества, а также структуры звуковых отражений на начальном участке импульсного отклика. Пример кривой реверберационного спада, на основании которой определялось время реверберации зала, приведен на рис. 3.

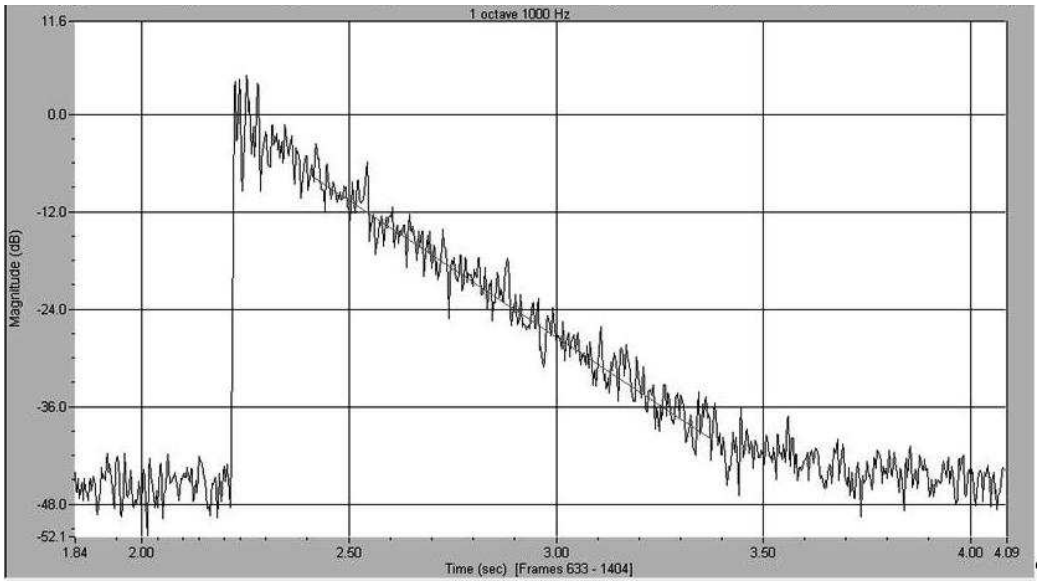


Рис. 3. Кривая реверберационного спада в октавной полосе с центральной частотой 500 Гц (сигнал – выстрел стартового пистолета)

Измеренные значения времени реверберации зала (RT60) приведены в графе 1 таблицы 1. Эти данные получены после необходимого усреднения по отдельным точкам и реализациям, а также округлены до 0.05 с. Следует отметить, что значения RT60, полученные при измерениях на пистолетных выстрелах и органных аккордах, показали (с учетом допустимой погрешности измерений) практически полное совпадение. В графе 2 той же таблицы 1 показаны значения RT60, ожидаемые в зале при заполнении его публикой. Они были получены расчетным путем при коррекции результатов измерений в пустом зале на дополнительный фонд звукопоглощения, обусловленный наличием зрителей в креслах. Кроме того, для сравнения в графе 3 приведены результаты измерений, проведенных в пустом зале в 1987 году. Эти измерения выполнялись сотрудниками НИИСФ при участии одного из авторов этой работы (М.Ю.Ланэ).

Таблица 1. Время реверберации RT60 в секундах (все значения округлены до 0,05 с)

№ пп.	Проведённые измерения и расчёты	Среднегеометрические частоты октавных полос, Гц					
		125	250	500	1000	2000	4000
1.	Измерено в пустом зале	1,80	1,60	1,60	1,65	1,60	1,25
2.	Коррекция результатов измерений на заполнение зала публикой	1,55	1,35	1,30	1,30	1,35	1,05
3.	Измерено в пустом зале в 1987 году	1,30	2,00	1,90	1,80	1,80	1,60

На рис. 4 показан пример импульсного отклика зала, измеренный приблизительно в середине площади, занятой креслами зрителей (ряд 4, место 8). Структура звуковых отражений показана для первых 200 мс после прихода прямого звука.

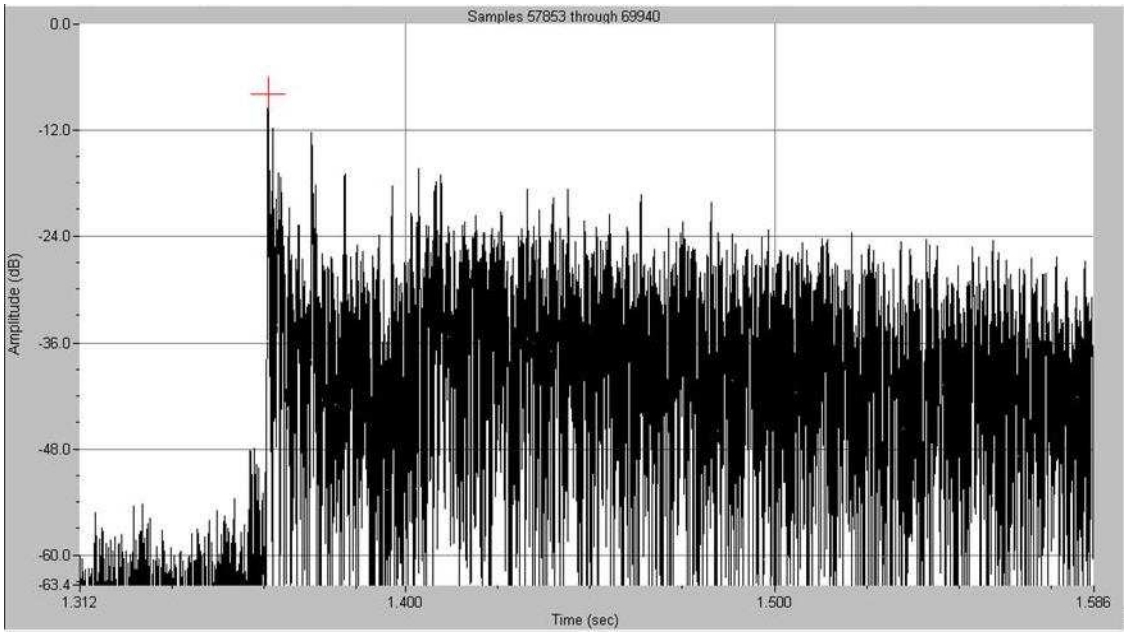


Рис. 4. Пример импульсного отклика зала (первые 200 мс за импульсом прямого звука, отмеченным крестообразным курсором) в центре площади зрительских мест

Из сравнения результатов измерений, проведенных в рамках данной работы и ранее в 1987 году (графы 1 и 3 таблицы 1), следует, что частотная характеристика времени реверберации помещения после ремонта сильно изменилась. На нижних частотах (в октавной полосе 125 Гц) время реверберации зала возросло, а на средних и высоких частотах заметно уменьшилось. Причины этого явления вполне объяснимы. Во-первых, в ходе ремонта были сняты все деревянные панели, которые имели максимум звукопоглощения именно в низкочастотной области, вследствие чего и увеличилась гулкость зала на низких частотах. Во-вторых, в зале были установлены новые кресла с очень толстой мягкой подушкой на сидении и спинке. Их наличие вызвало существенное снижение времени реверберации помещения в области средних и высоких частот.

Для залов данного объема рекомендуется оптимум среднечастотной реверберации RT60 ~ 1,80 с для органной музыки и RT60 ~ 1,45 с для симфонической. Учитывая сравнительно небольшую площадь помещения и реальные режимы его использования, можно утверждать, что рекомендуемый оптимум среднечастотной реверберации заполненного зала должен составлять 1,50 – 1,60 с. В подтверждение этого вывода можно привести и тот факт, что до ремонта время реверберации заполненного зала находилось именно в этих пределах, и сколько-нибудь существенных жалоб на качество звучания в зале, насколько нам известно, не высказывалось.

Таким образом, мероприятия по улучшению качества звучания в зале должны быть, прежде всего, направлены на повышение его гулкости в области средних и высоких частот. Решение этой проблемы может быть связано только с заменой установленных кресел на новые, менее звукопоглощающие, или на переделку существующих кресел путем уменьшения толщины мягких подушек, как на сидении, так и на спинке. Других путей решения данной проблемы просто не существует, т.к. в зале, кроме кресел, нет никаких элементов интерьера, обладающих сколько-нибудь заметным звукопоглощением в диапазоне средних и высоких частот.

Помимо этого следует принять меры к некоторому снижению времени реверберации на низких частотах. Это можно обеспечить путем размещения на стенах дополнительных деревянных обшивок по каркасу (наподобие тех, которые были в нем

до ремонта). Можно также укрепить на стенах навесные звукорассеивающие конструкции, выполненные из дерева. Последний подход представляется более предпочтительным в силу двух причин. Во-первых, такие конструкции, например, в форме призм, можно изготовить заранее, привезти в зал в виде готовых изделий и подвесить к стенам. При этом не потребуется никакая переделка отделки стен, кроме установки крепежных дюбелей. Во-вторых, наличие дополнительных звукорассеивающих элементов будет способствовать улучшению диффузности звукового пола в зале, что, несомненно, будет положительным фактором. Сейчас стены зала являются практически плоскими. Треугольный профиль членения боковых стен имеет столь небольшой вынос, что с акустической точки зрения является малоэффективным. Этот вывод подтверждается и тем, что в зале отчетливо прослушивается порхающее (многократное) эхо. Чтобы его услышать, достаточно просто хлопнуть в ладоши, встав в проходе у боковой стены.

Реализация указанных мероприятий позволила бы значительно улучшить акустические характеристики зала и звучание органа в нем.

Помимо программы акустического обследования Органного зала, авторами данной работы были определены акустические характеристики фойе второго этажа музея, где весной 1998 года был установлен исторический орган немецкого мастера Фридриха Ладегаста. В настоящее время это старейший орган Москвы и один из старейших в России. Общий вид фойе показан на рис. 5, орган – на рис. 6.

Рис. 5. Концертное фойе музея

Орган был построен известным органостроителем Ф.Ладегастом из Вайссенфельса в 1868 году для салона московского купца и мецената В.А.Хлудова, позже подарен Московской консерватории и до 1959 года звучал на сцене ее Малого зала. Затем инструмент был перенесен в Музыкальную школу им. С.С.Прокофьева, а когда для школы решили построить новое здание, демонтирован. В 1996-98 гг. по специальному реставрационному заданию орган был реставрирован Вильнюсской органной мастерской (директор Р.Гучас), экспертом по реставрации инструмента был

один из авторов данной работы (П.Н.Кравчун). Орган имеет 2 мануала, педаль, 16 регистров, механическую трактуру [2]. После завершения реставрации органа в сентябре 1998 года фойе стало использоваться для проведения концертов.

Рис. 6. Исторический орган Ф.Ладегаста в фойе музея

Значения времени реверберации, полученные при акустических измерениях в фойе, приведены в таблице 2.

Таблица 2. Время реверберации в концертном фойе второго этажа RT60 в секундах (все значения округлены до 0,05 с)

№ пп.	Проведённые измерения	Среднегеометрические частоты октавных полос, Гц					
		125	**250**	**500**	**1000**	**2000**	**4000**
1.	RT60, измерено в пустом фойе	2,00	2,00	2,00	2,10	2,05	1,40

Если учесть, что фойе во время концертов располагается не более 60-65 слушателей на стульях, то зафиксированные значения RT60 вполне приемлемы для органной музыки и комфортного восприятия установленного в фойе органа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кривицкая Е.Д., Кравчун П.Н., Воинова М.В. Органы России. Энциклопедия. М.-СПб.: Центр гуманитарных инициатив, 2012. — 192 с.
2. Кравчун П.Н. Реставрация органа Фридриха Ладегаста opus 50 в 1996-1998 годах // Орган. — 2009. — № 3. — С. 17-19.

назад к содержанию

ТРЕБОВАНИЯ К АКУСТИКЕ КРУПНЫХ СПОРТИВНЫХ ЗАЛОВ

Ланэ М.Ю.

Научно-исследовательский институт строительной физики (НИИСФ РААСН), лаборатория акустики залов, Москва

E-mail: mlannie@mail.ru

Рассмотрена проблематика акустического проектирования крупных спортивных залов с трибунами для зрителей. В настоящее время подобные залы часто используются не только по своему основному назначению, но также и для музыкальных концертов эстрадного характера. В этом случае на игровом поле монтируется сцена для исполнителей. Зрители размещаются на тех трибунах, с которых обеспечивается видимость сцены, а также в "партере", организованном на игровом поле перед сценой. Отсутствие акустической обработки спортивных залов приводит не только к недостаточной разборчивости комментаторских объявлений, но также и к недопустимо низкому качеству звучания при проведении эстрадных концертов. Не вызывает сомнений, что акустическая отделка таких залов в обязательном порядке должна быть предусмотрена еще на стадии проектирования. Действующие отечественные нормативные документы регламентируют время реверберации спортивных залов при наличии в них зрителей - $RT_{ОСС}$. Однако в отдельных документах приводятся противоречивые требования, которые в ряде случаев не распространяются на залы объемом $V > 50000$ м^3. В работе формулируется предложение по регламентации требований к $RT_{ОСС}$ спортивных залов объемом $V > 30000$ м^3. Оно разработано с учетом опыта проектирования новых и реконструкции существующих спортивных залов. Предлагается задавать требования только к максимально допустимым значениям $RT_{ОСС,МАХ}$ в области средних частот, в зависимости от объема зала. При этом, для залов с V=30000 м^3 устанавливается значение $RT_{ОСС,МАХ}$ = 1.30 с. Затем, с увеличением объема это значение возрастает до 2.50 с при V=200000 м^3. Для залов с $V > 200000$ м^3 максимальное время реверберации остается постоянным и равным 2.50 с. Предлагаемые значения $RT_{ОСС,МАХ}$ реально достижимы даже в очень больших залах с $V > 1000000$ м^3, что подтверждается реальной практикой. Они могут быть выполнены при размещении звукопоглощающей облицовки не менее чем на 80% площади потолка зала. При этом остается возможность дополнительного снижения $RT_{ОСС}$ за счет акустической облицовки стен. При корректно спроектированной системе звукоусиление обеспечивается вполне приемлемое качество звучания во время эстрадных концертов, а также хорошая разборчивость речи спортивных комментаторов.

Строительство крупных крытых спортивных залов (СЗ) с трибунами для зрителей в последние годы приобрело массовый характер и не вызывает сомнений то, что эта тенденция сохранится и в дальнейшем. За счет большого объема эти сооружения неизбежно оказываются весьма гулкими, и обеспечить акустический комфорт без акустической обработки обычно не удается. При среднечастотном времени реверберации более 3 с даже тщательно спроектированные системы звукоусиления, как правило, не могут обеспечить на всей площади трибун значения индекса передачи речи (STI) более 0.55, что соответствует удовлетворительной разборчивости речи

Еще большие трудности возникают при использовании СЗ для проведения эстрадных концертов, когда на игровом поле монтируется сцена для музыкантов, а зрители размещаются перед ней на временно установленных на поле креслах, а также на тех трибунах, откуда обеспечивается видимость сцены. Практика проведения в СЗ музыкальных концертов давно приобрела массовый характер. Проведение концертов, на которых одновременно может присутствовать многотысячная аудитория, способствует повышению рентабельности СЗ и, разумеется, весьма привлекательна для владельцев залов. Отсутствие звукопоглощающей обработки неизбежно приводит к низкому качеству звучания во время эстрадных концертов, которое полностью не может скомпенсировать даже весьма сложная система звукоусиления. Причина этого вполне очевидна и связана с тем, что концерты современной эстрадной, рок и поп-музыки должны проводиться в эффективно заглушенных залах. Многочисленные исследования, например [1], полностью подтверждают данное положение.

Однако, несмотря на эти хорошо известные факты, в проектах крупных СЗ звукопоглощающая обработка часто не предусматривается. Основная причина связана с желанием уменьшить смету на строительство за счет отказа от применения звукопоглощающих материалов. Сторонники такого подхода обычно ссылаются на отсутствие четких норм, которые однозначно регламентировали бы необходимость применения звукопоглощающей отделки крупных СЗ. Надо отметить, что с формальной позиции для такого утверждения есть некоторые основания, связанные с противоречивостью существующей нормативной базы.

В предыдущей версии СНиП «Защита от шума» [2] требования к среднечастотному времени реверберации СЗ при наличии зрителей ($RT_{ОСС}$) соответствовали кривой 1, приведенной на Рис. 1. В новой действующей редакции этого документа [3] приняты более жесткие требования к $RT_{ОСС}$, которые на Рис. 2 отмечены кривой 2. Однако в обоих случаях эти данные не распространяются на СЗ с объемом V>50000 м^3. Кроме того, в нормах [3] кривая зависимости $RT_{ОСС}$ от объема при значениях V>10000 м^3 показана штриховой, а не сплошной, как при меньших значениях объема. Это дает основание некоторым проектировщикам трактовать ее как рекомендованную, но не обязательную к исполнению для СЗ с объемом более 10000 м^3. В документах [4,5] требования к $RT_{ОСС}$ заданы для СЗ объемом до V=600000 м^3. Однако в них задается весьма широкая допустимая зона, которая на Рис. 1 отмечена заштрихованной областью.

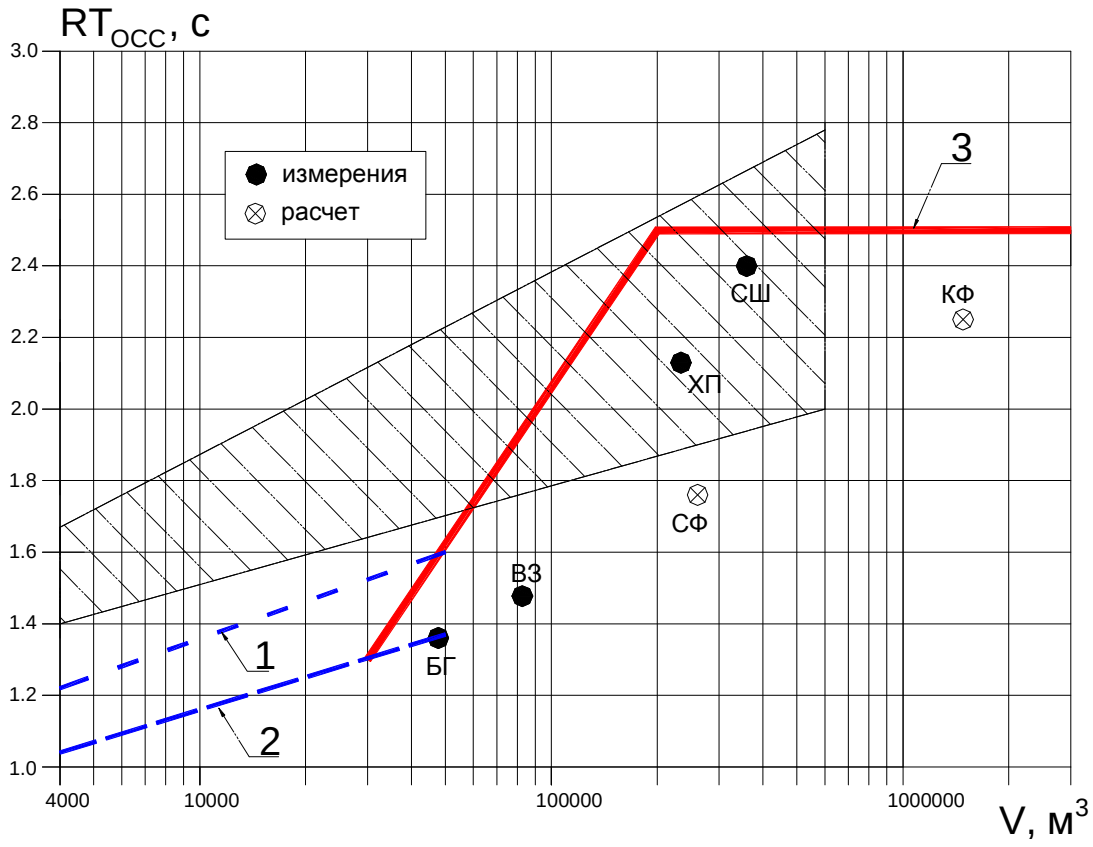


Рис. 1. Зависимость времени реверберации на средних частотах от объема зала.
1-требования к $RT_{ОСС}$ согласно [2].
2-требования к $RT_{ОСС}$ согласно [3].
Заштрихованная область - требования к $RT_{ОСС}$ согласно [4,5].
3-предложение по нормированию $RT_{ОСС}$.

Кроме того, в документах [2-5] указывается, что речь идет об оптимальных значениях RT_{OCC}. Однако в СЗ применительно к их использованию как для музыкальных концертов, так и по прямому назначению для спортивных мероприятий ситуация иная. В обоих случаях, чем меньше будет гулкость помещения, тем лучше будет качество звучания при работе системы звукоусиления. Поэтому для крупных СЗ целесообразно регламентировать лишь максимально допустимые значения времени реверберации $RT_{OCC,MAX}$, допуская возможность и желательность получения и более низких величин, т.е. соблюдения условия $RT_{OCC} \le RT_{OCC,MAX}$.

На основании опыта проектирования, предлагается нормировать для СЗ максимально допустимое среднечастотное время реверберации $RT_{OCC,MAX}$ кривой 3, показанной на Рис. 1. Данный подход предлагается для крупных СЗ с $V \ge 30000$ м^3. При этом значения $RT_{OCC,MAX}$ возрастают с увеличением объема до $RT_{OCC,MAX}=2.5$ с при $V=200000$ м^3, а затем остаются постоянными независимо от объема помещения. На Рис. 1 отмечены значения RT_{OCC} для ряда СЗ: дворец спорта «Борисоглебский» в г. Раменском (БГ); ледовая арена «Витязь» в г. Подольске (ВЗ); зал дворца ледового спорта на Ходынском поле в г. Москве (ХП) [6]; две Олимпийские ледовые арены в г. Сочи на 12000 мест каждая – для фигурного катания (СФ) и для хоккея с шайбой (СХ) [7]; проектируемый футбольный стадион в г. Калининграде на 50000 мест в варианте с закрытой раздвижной кровлей (КФ). Во всех случаях, в ходе акустического проектирования предусматривалась звукопоглощающая облицовка большей части площади потолка, а для ряда залов и размещение акустических материалов на стенах. Во всех залах (кроме еще не построенного КФ) обеспечивается хорошая разборчивость дикторских объявлений во время спортивных мероприятий, а также вполне приемлемое качество во время проведения музыкальных концертов.

Конкретные решения по акустической обработке СЗ, обеспечивающие выполнение сформулированных выше требований к RT_{OCC}, как показывают результаты компьютерного акустического моделирования и практический опыт, могут быть выполнены только при размещении звукопоглощающих материалов на большей части площади потолка. При этом могут использоваться различные акустические материалы. На Рис. 2 показаны реверберационные коэффициенты звукопоглощения (КЗП) ряда материалов, которые находят применение при отделке потолков СЗ.

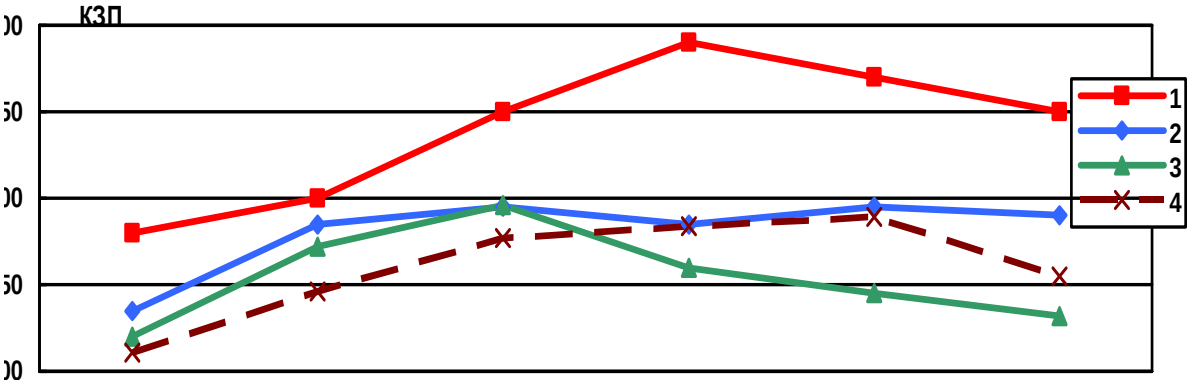


Рис. 2. Значения КЗП ряда звукопоглощающих материалов.

1- *акустическипе кулисы из пористого звукопоглотителя размером 1000x500x40 мм при размещении в параллельных рядах с промежутком в 500 мм (звукопоглощение в м^2 на 1 м^2 поверхности).*
2- *звукопоглощающая плита GEDINA производства фирмы Ecophon (толщина 15 мм, относ от жесткой поверхности 200 мм).*
3- *перфорированный пронастил с пористым звукопоглотителем за ним (перфорация 15% на «зубъях» профнастила)*
4- *напыляемое покрытие Sona Spray марки FCX толщиной 10 мм по жесткому основанию.*

Эти данные не следует трактовать как рекомендации по практическому использованию, которые должны устанавливаться в каждом отдельном случае. Однако можно указать на некоторые общие закономерности. С позиции наибольшего снижения гулкости СЗ целесообразно применять материалы с максимальными значениями КЗП в широком диапазоне частот. Причем, применительно к использованию СЗ для эстрадных концертов, принципиально важно обеспечить достаточно большие значения КЗП и в области низких частот.

В такой трактовке наиболее выигрышными являются акустические кулисы (кривая 1 на Рис. 2). На практике широко используются маты базальтового волокна в оболочке из акустически прозрачной ткани, подвешиваемые вертикально в рядах. Конкретные значения КЗП помимо акустических свойств собственно матов зависят от геометрии размещения кулис, а также от высоты их подвеса относительно поверхности потолка. Варьируя эти параметры можно добиться желательных высоких значений КЗП, включая и диапазон низких частот. Акустические кулисы успешно используются при облицовке потолков СЗ в течение длительного времени. В зале ВЗ они были смонтированы в 2000 г в ходе строительства стадиона, что обеспечило залу высокую акустическую репутацию, как площадки не только для хоккея и катания на коньках, но и для различных музыкальных мероприятий. В легкоатлетическом манеже БГ изначально звукопоглощающая облицовка не была выполнена. Это привело к серьезным проблемам при проведении в зале музыкальных концертов. После монтажа на 70% площади потолка акустических кулис, которые видны на Рис. 3, гулкость зала резко уменьшилась, что позволило успешно использовать зал и для эстрадных концертов.

Рис. 3. Вид зала БГ после размещения акустических кулис под потолком из профнастила

На Рис. 4 показаны результаты измерений времени реверберации в пустом зале RT_{UNOCC} до и после монтажа акустических кулис на потолке. Видно, что существенное уменьшение гулкости зала было обеспечено в широком диапазоне частот.

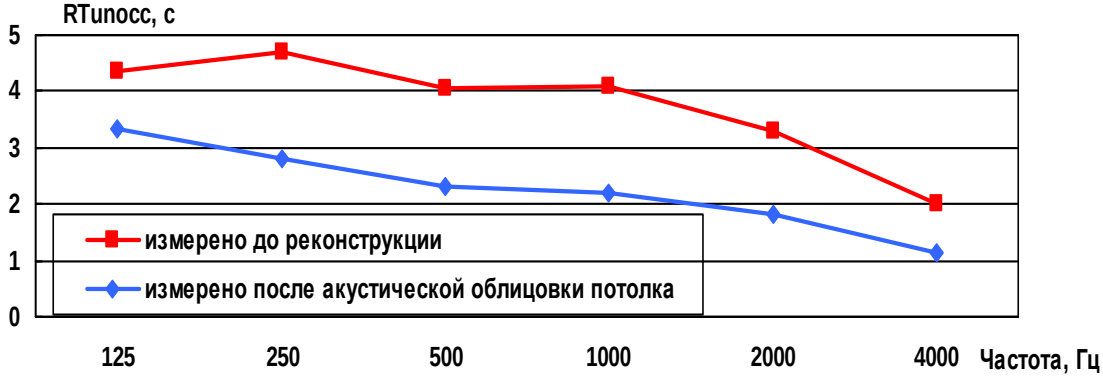


Рис. 4. Результаты измерений RTunocc в зале БГ до и после размещения акустических кулис под потолком.

Несколько меньшие, но также достаточно большие значения КЗП обеспечивают традиционные звукопоглощающие плиты, укрепляемые по каркасу в составе подвесных потолков на достаточном промежутке от основного покрытия зала (кривая 2 на Рис. 2). Такой подход был применен в залах ХП и СФ. Напыляемые звукопоглощающие покрытия при их достаточной толщине закономерно имеют в области средних и высоких частот значения КЗП близкие к звукопоглощающим плитам, размещенным вплотную к жесткой поверхности. Однако на низких частотах напыляемые покрытия имеют небольшие величины КЗП (кривая 4 на Рис. 2). Это не слишком принципиально для трансляции речевых сообщений, однако более критично применительно к использованию СЗ для эстрадных концертов.

Также находит практическое применение использование в СЗ покрытия из перфорированного профнастила со слоем пористого звукопоглотителя за ним. Это резонансная звукопоглощающая конструкция с максимумом КЗП в области средних частот (кривая 3 на Рис. 2). Такая конструкция была предусмотрена в залах СШ и КФ. Спад частотной зависимости КЗП в области высоких частот обуславливает целесообразность применения дополнительной акустической облицовки стен, что, в частности, было выполнено в зале СШ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adelman-Larsen N.E., Thompson E.R., Gade A.C. Suitable reverberation times for the halls for rock and pop music // J. Acoust. Soc. Am., 2010, Vol. 127, № 1. P. - 247-255.
2. СНиП 23-03-2003. Защита от шума.
3. СП 51.133302.2011. Защита от шума. Актуализированная версия СНиП 23-03-2003.
4. ВСН 46-86. Спортивные и физкультурно-оздоровительные сооружения. Нормы проектирования.
5. СП 31-112-2004. Физкультурно-спортивные залы Часть 1.
6. Ланэ М.Ю., Сухов В.Н. Акустика новой ледовой арены в Москве.// Сб. трудов XIX сессии Российского акустического общества. Т. 3. Секция архитектурной и строительной акустики. М.: 2007. - С.185-188.
7. Ланэ М.Ю. Акустическое проектирование крупных спортивных залов для Олимпийских игр в Сочи. //Academia. Архитектура и строительство. – 2010. - №3.- С.106-111.

назад к содержанию

АКУСТИКА МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕАТРА ЭСТРАДЫ

Шевцов С.Е.[1,2], Рубин Л.С.[2]

[1]*ГБУК "ММТ «Геликон-Опера», Москва*
[2]*Уральская государственная консерватория им. М.П. Мусоргского,Екатеринбург*
E-mail: s_shevtsov@mail.ru

Представлены результаты акустического исследования зала Московского Государственного Театра Эстрады, проведенные по стандарту ISO3382. Создана компьютерная трехмерная модель, в которую внесены существующие на данный момент акустические условия и проведена акустическая реставрация первоначального облика зала.

Введение.

В качестве источника звука использовался громкоговоритель – додекаэдр, в качестве приемника звука 2 измерительных микрофона и миниатюрный микрофон (измерение функции IACC).

Протестированы 8 приемных позиций в партере и амфитеатре зала и 5 приемных позиций на балконе, для излучения тестовых звуковых сигналов использовались 4 позиции источника. Поскольку форма исследуемого зала симметрична, измерения проводились с одной стороны плоскости симметрии. Типом измерительного сигнала был выбран белый шум, промодулированный в виде MLS последовательности.

Анализ репертуара Московского театра эстрады показывает, что его следует отнести к музыкально-драматическим.

1. Измеренные параметры.

1.1 Время реверберации (RT). Пользуясь графиком оптимального времени реверберации по Российскому нормативному документу [1], находим искомую величину для данного помещения – 1,35 секунд в заполненном зале (в частотных полосах 500 и 1000Гц). Далее, обратимся к результатам акустического обследования. Рисунок 1 отображает усредненное значение данных кривых (1) и функцию времени реверберации уже при наличии публики в зале (2) (пересчитано по алгоритму из источника [2]). Кривая (3) отображает норматив для кинопоказов.

Действующие рекомендации [1] допускают отклонение в диапазоне +-10% в основном диапазоне и +20% в полосе 125Гц.

Таким образом, время реверберации Театра эстрады не совпадает с оптимальным значением для залов многоцелевого назначения и музыкально-драматических театров на средних частотах. Оно меньше требуемого, а на «низких» же частотах весьма завышено.

Поэтому для оптимальной звукопередачи необходимо добиваться повышения RT на «средних» частотах и меньшего значения на «низких».

В качестве источника рекомендуемых значений для остальных акустических параметров в этой статье использовалось авторитетное издание Л. Беранека [3].

1.2 Индекс ясности С-80. Объективный критерий С-80 связан с субъективной оценкой звукового поля, отражающей ясность звучания. На рисунке 2 показаны усредненные значения этого параметра в децибелах для приемных позиций в партере и на балконе в соответствии с четырьмя точками излучения на сцене.

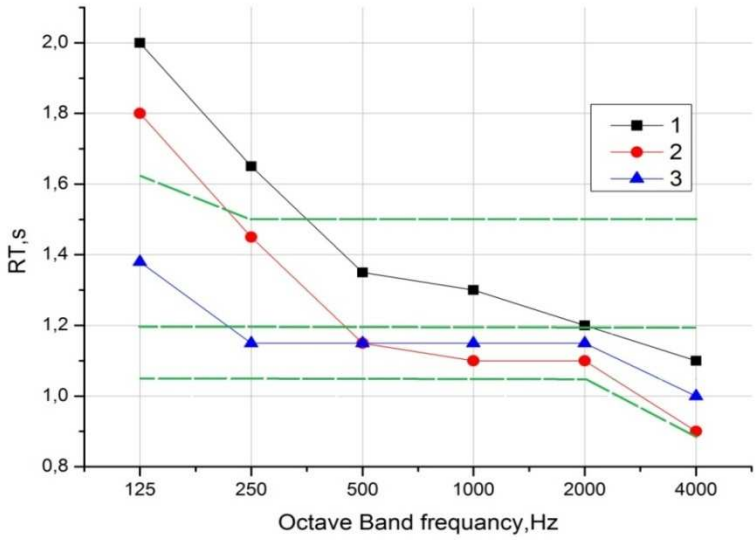
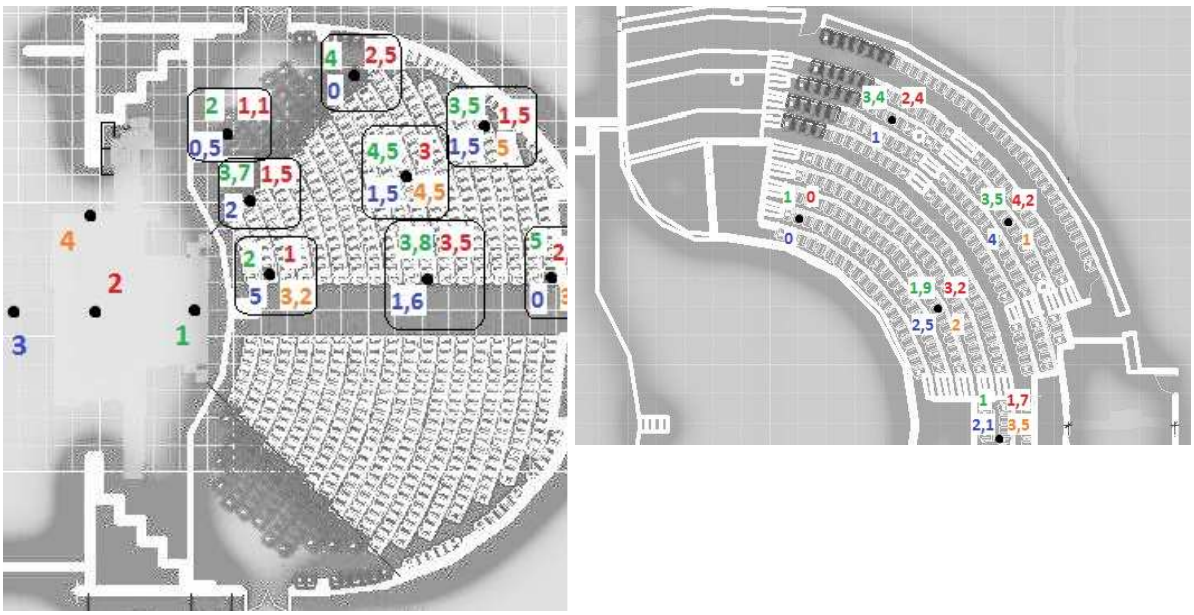


Рис.1. Время реверберации (1) и функция времени реверберации при наличии публики в зале (2); (3) - норматив для кинопоказов.



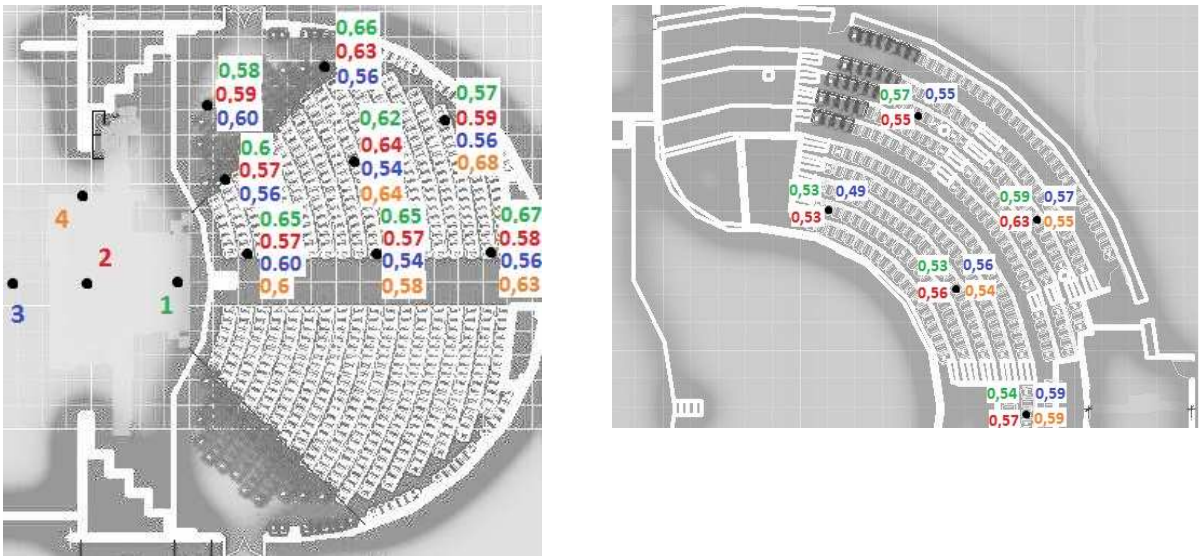
Партер *Балкон*

Рис.2.Значения С-80 на приемных позициях в дБ соответствуют цветам на позициях источника.

Измеренные значения С80 относятся, как отмечалось ранее, к пустому залу. В основном значения завышены, однако, принимая во внимание поправку на заполнение публикой, учтем, что каждое из них повысится еще примерно на 0,8дБ. Часть из значений приближает к норме. Таким образом, выявлены места, на которых данная субъективная оценка будет не удовлетворительна. Занижение и завышение параметров субъективно проявляется в виде «ватности», или «размазанности» звучания. Данная проблема связана с неудовлетворительностью геометрии отражающих поверхностей вблизи сцены, связанной с формированием ранних отражений звука. Так, вверху первого проема сцены (в театре их 2) отсутствует отражающий «козырек», а ступенчатая конструкция вверху, перед вторым проемом перекрыта маркизом. Однако, стоит учитывать, что при наличии декорации из жесткого материала в центре сцены ситуация с индексом С-80 несколько изменится в положительную сторону.

1.3 Индекс разборчивости речи STI.

Этот параметр, благодаря сложному алгоритму расчета составляющих импульсного отклика в узких частотных полосах, очень четко определяет степень ясности и разборчивости речи. Таким образом, он предметно может оценивать акустику именно этого зала. На рисунке 3 показаны значения этого параметра в тех же позициях, что и индекс С-80. При анализе так же следует учесть поправку при заполнении публикой, которая равна + 0,02. Рубеж при переходе от удовлетворительной к хорошей разборчивости находится на отметке 0,6.



Партер *Балкон*

Рис. 3. Индекс разборчивости речи STI.

Итак, при первой и второй позициях источника в основном все приемные позиции отличаются хорошими показателями разборчивости, кроме балкона.

При третьем источнике, лишь на двух позициях показатели достигают отметки >0,6. На балконе это будет одна позиция почти достигающая нормы (0,59).

При четвертом источнике, все позиции обеспечены хорошими показателями. На балконе лишь одна (0,59). Причина неудовлетворительных значений та же, что и в случае с параметром С-80. Однако, следует отметить, что отклонения от норм не столь велики, и уже при некотором незначительном изменении интерьера они могут измениться до положительного уровня.

1.4 «Центральное время» TS.

Показатели этого параметра в определенной мере, так же как и С-80, оценивают «ясность» акустики. По результатам анализа, здесь присутствуют довольно большие перепады значений от точки к точке, что, впрочем, для подобных залов является типичным. В целом же значения фокусируются в пределах 60мс, что для данного типа объектов является хорошим показателем.

1.5 «Время задержки первого отражения» IDTG.

Этот параметр с одной стороны показывает возможность возникновения эхо, если уровень первого отражения высок, а задержка относительно прямого сигнала превышает определенную величину. С другой стороны, при наличии достаточно сильных отражений в пределах задержки от 0 до 15-20 мс оценки субъективного параметра «интимность» становятся высокими.

Рассмотрим результаты измерения спада звукового давления при прекращении генерации акустического сигнала, моделирующего «белый шум». Картина отражений иллюстрируется рисунке 4-7 для разных сочетаний приемных позиций и точек излучения звука.

В целом ряде полученных кривых наблюдается ярко выраженное отражение в пределах 100 мс, см рисунок 6. Оно возникает вследствие того, что на момент измерений на сцене были убраны все декорации и «одежда сцены». Поэтому отражения со столь длительной задержкой возникали благодаря тыльной стене сцены. В режиме реального концерта, или спектакля такого явления уже не будет, что хорошо подтверждается модельным исследованием.

В целом же, получены функции с показателями IDTG, равными около 30мс, см рисунок 7. Эти показатели удовлетворительны для столь крупного зала. При такой задержке эффекта «эхо» еще не возникает, однако параметр «интимность» не находится на высоком уровне восприятия. Местами, при передвижении источника с позиции 1 к позиции 2 довольно монотонная кривая превращается в «обогащенную». При этом звучание, например речи, будет окрашиваться. Около стен отклик довольно ровный. Проблемным местом является центральная «зона» зала, где большая ширина и полукруглая форма плана помещения обеспечивает задержки с большой величиной – порядка 45 и 60мс, см рисунок 8. В силу отсутствия других отражений в промежутке между прямым сигналом и этими отражениями, в данном случае хорошо воспринимается дефект – «эхо».

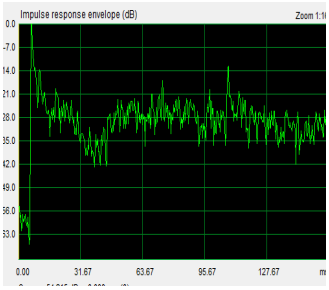


Рис. 4. S1-R1

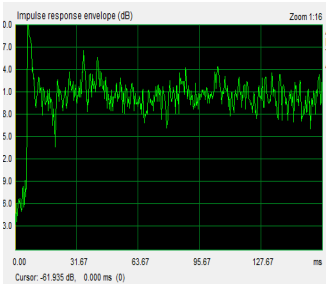


Рис. 5. S2-R3

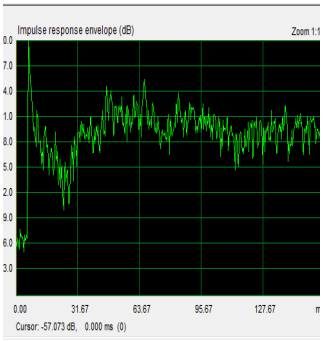


Рис. 6. S2-R6

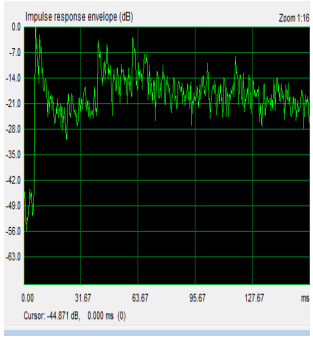


Рис. 7. S1-R6

На балконе в целом картина отражений благополучная, за исключением позиции между центральной части и края, где сказывается большая высота потолка, см. рисунок 9. Однако эффект «эхо» «затемняет» более раннее отражение – в районе около 30 мс. Таким образом, наблюдается в основном одна неблагоприятная зона – в центре зала.

1.6 «Боковая доля» LF и LFC.

Эти критерии показывают долю отражённой энергии с боковых направлений в общем звуковом поле и связаны с субъективным пространственным впечатлением. В

большей степени ими пользуются при оценке акустики концертных залов для исполнения классической музыки. Вместе с тем, по этому критерию в данном зале складывается интересная ситуация. Рассмотрим её.

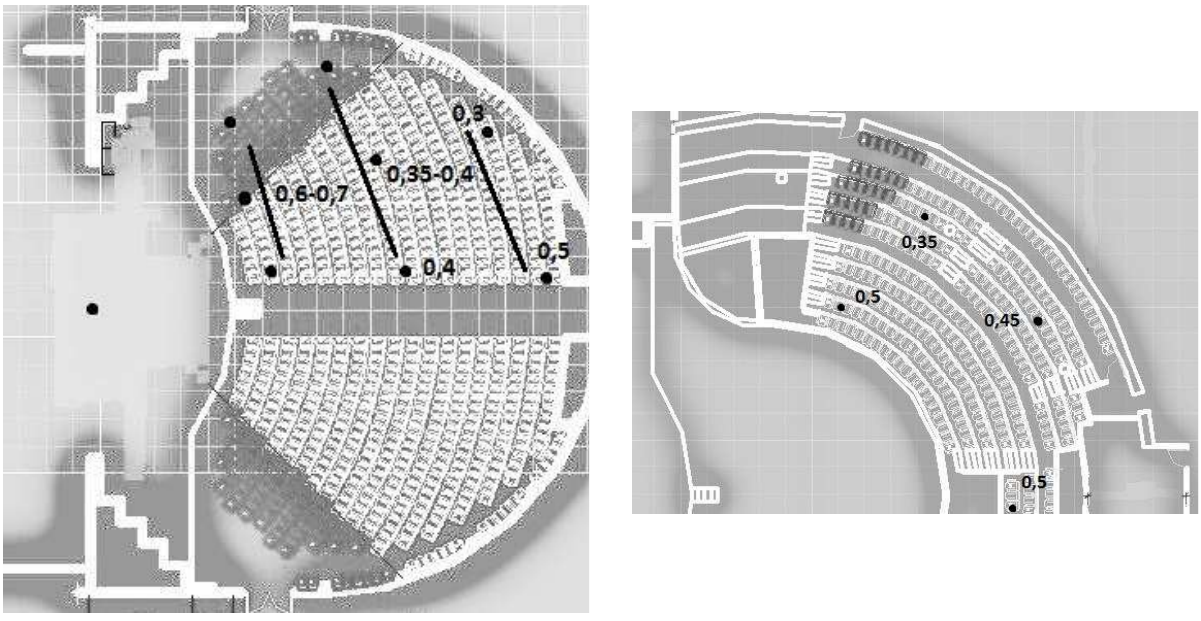
Не высокие показатели наблюдаются лишь на двух позициях (около сцены и в тылу зала) при излучении из источника 1 и на последней позиции балкона. Остальные приемные позиции характеризуются высокими показателями – 0,20-0,30, а на местах вблизи стен и даже в центральной точке выявлены весьма значительные величины – от 0,26 до 0,4. На балконе данными свойствами отличаются позиции вблизи стены. Объяснение заключается в следующем: поскольку отсутствует отражающий козырек над сценой, а потолок находится очень высоко и при этом он обработан звукопоглощающей тканью, основные отражения поступают с боковых направлений. Способствуют этому и борта балконов, относительно не большое боковое расстояние между которыми нивелирует чрезмерную ширину зала. Поэтому, несмотря на огромные размеры театра, энергия боковых отражений находится на высоком уровне и оценка пространственного впечатления прогнозируется так же высокая.

1.7 «Сила» G.

Этот критерий связан с громкостью звука на местах. Перед анализом учтем поправку на заполнение слушателями, которая составит -0,7. Таким образом, получаем значения – 6дБ – на центральной и центральной - тыльной; 6,3-6,6 на остальных. На балконе, на двух позициях встречаем значения 7дБ. На остальных, 6,3-6,5дБ. Результаты являются приемлемыми для данного типа залов.

1.8 «Внутриушная кросс-корреляционная функция» IACC.

Этот параметр так же оценочно связан с пространственным впечатлением.



Партер *Балкон*

Рис. 8. Значение функции IACC

Оптимальная величина стремится здесь к нулю, неудовлетворительная – к единице. Как видно из рисунка 8, на местах вблизи сцены показатели не высокие. Это типично для любого зала. Что касается середины зала, тыльной его части и балкона, то значения от 0,35 до 0,5 являются весьма удовлетворительными.

2. Исследование субъективных параметров.

В субъективном исследовании принимали участие четыре квалифицированных специалиста, имеющих музыкальное образование и опыт подобных работ.

Исследование проходило в три этапа. Первый этап – оценка шести субъективных параметров на спектакле «Ужин с дураком», второй - оценка шести субъективных параметров на спектакле «Юнона и Авось», третий этап – сравнительное исследование в пустом зале с фиксированным «опорным» образом. Он был обозначен следующим образом. По наилучшим объективным параметрам речи – точка источника 1, точка приема - во втором ряду по центру. Эта позиция выбрана как опорная. Априори, ей присваивалась субъективная оценка 4 балла. На этой точке чтец хорошо поставленным голосом прочитал часть текста, содержащего выгодное сочетание гласных и согласных звуков в словах. Затем, эксперты, перемещаясь в другие точки измерений, оценивали акустику в сравнении с полученным опорным образом. Чтец при этом, произносил тот же текст с тем же эмоциональным окрашиванием.

Данные, полученные в субъективном исследовании, показали в целом хорошее согласование с результатами объективного исследования. Некоторые несовпадения связаны с разными условиями оценок – во время спектакля, и в пустом зале.

3. Вывод по результатам обследования.

Акустические свойства зала Театра эстрады свидетельствуют о серьезной проработке проекта во времена его строительства. Несмотря на большие размеры зала, в целом параметры находятся на удовлетворительном, а местами, на высоком уровне. Видны некоторые негативные результаты реконструкций: удаление большой люстры над куполом, скрытые поверхности ступенчатой конструкции второго просцениума.

К дефектам относятся следующие факторы:

1. Время реверберации занижено на «средних» частотах и завышено на «низких» частотах.
2. В центре зала находится зона с наличием дефекта «эхо».
3. На балконе места имеют худшие акустические характеристики, чем в партере.

4. Акустическая модель.

Для создания трёхмерной модели использовалось программное обеспечение AIST. В качестве источника информации для создания модели использовались чертежи плана двух уровней зала, разреза, фотографии и натурные измерения. Модель включает в себя 656 координатных точек и 472 плоскости, см рисунок 9. Первоначально акустические характеристики модели настраивались под соответствие измеренным характеристикам в зале. Отклонения не велики. Так, разница значений RT составила примерно 0,05 секунды.

5. Реставрация акустических параметров старого интерьера зала театра.

Как отмечалось выше, в ходе работы по исследованию акустики зала театра выявился факт глубокой проработки акустики архитекторами здания. Можно говорить о существенном владении авторами проекта приемами, разработанными в архитектурной акустике на тот период времени, при том, что дата постройки – 1931 год, и размах зала –1312 мест.

Несмотря на то, что некоторых значений параметров в те времена было спроектировать и реализовать невозможно, в целом, в проект заложены удачные конструктивные и творческие решения, которые позволили сделать акустику в столь большом помещении на хорошем уровне. На наш взгляд, это делает Театр эстрады с точки зрения акустики уникальным в историческом смысле.

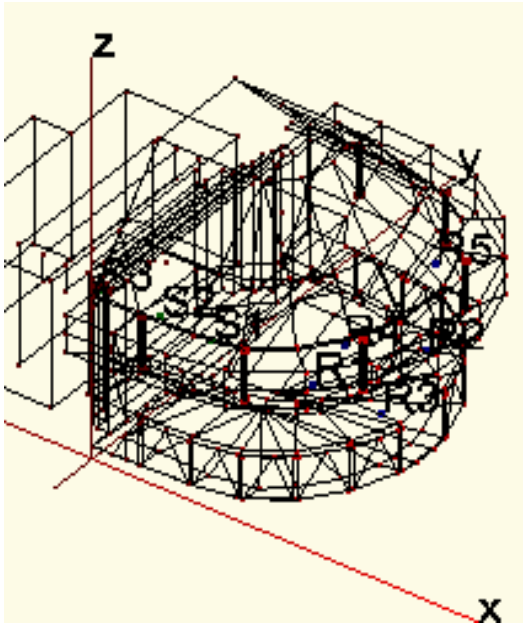


Рис. 9. 3-D модель зала

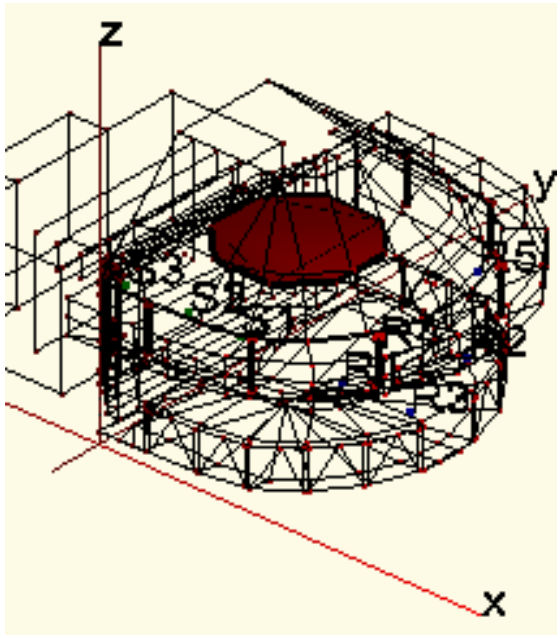


Рис. 10. Коричневым цветом условно обозначено пятно площади, занимаемой системой люстр

Поэтому был проведен дополнительный компьютерный анализ, куда были внесены примерные очертания (о точных авторам не известно), которые существовали на момент открытия театра. В основном это касается люстры. Крайняя высота от нулевой отметки пола до края условной системы люстр составила 12,5 м. Общий диаметр около 8 м. Размещение подвесов люстр принято в контурах верхней плоскости потолка, см. рис. 10.

Наличие люстры, соответственно, исключает наличие тканина потолке, тем самым уменьшая фонд звукопоглощения без угрозы возникновения «эхо» в партере и балконе.

Некоторые места в партере и на балконе в нынешнем состоянии имеют неудовлетворительные характеристики вследствие того, что ступенчатая конструкция сверху второго просцениума перекрыта маркизом. Во время концертов и спектаклей боковые участки этой конструкции тоже перекрыты занавесом.

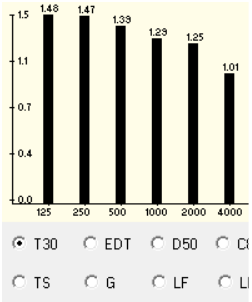


Рис. 11
S2-R5

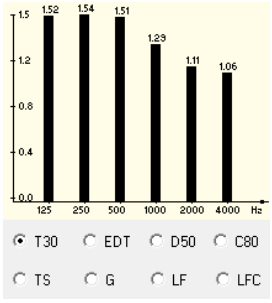


Рис. 12
S2-R6. STI=0,62

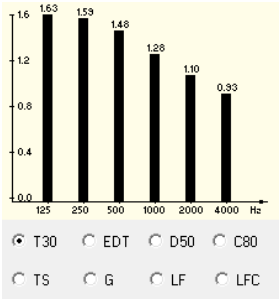


Рис. 13
S2-R7. STI=0,67

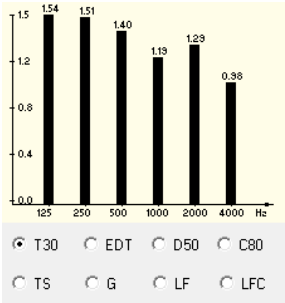


Рис. 14
S2-R8. STI=0,62

Необходимо обратить внимание на то, что эта конструкция играла очень важную роль в формировании ранних отражений и способствовала достаточно равномерному распространению звуковых волн со сцены. Таким образом, внеся в

модель данные по первоначальному архитектурному решению этой конструкции получены модельные оценки акустического параметра STI, см. рис. 15-16.

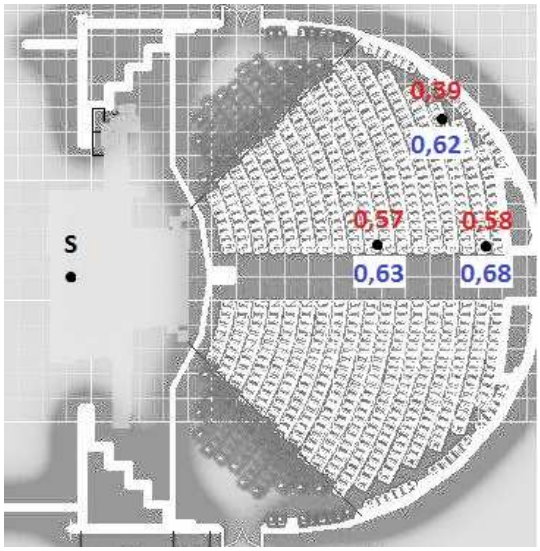


Рис. 15

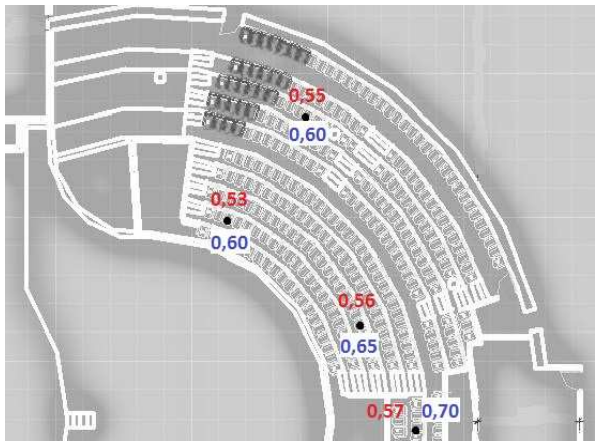


Рис. 16

Красным цветов показаны значения до реконструкции, синим цветом новые значения. Заметно значительное улучшение параметров.

Что касается времени реверберации RT (см. рисунки 11-14), то оно имеет практически идеальные значения и очень близко совпадает с оптимумом.

Вывод

Акустическое обследование зала Московского театра эстрады выявило в целом удовлетворительные характеристики, но с наличием некоторых дефектов. Дефекты исправляются при помощи применения звукоусилительного оборудования. Выполнено акустическое моделирование, результаты которого показали, что первоначальный облик зала представлял собой высокие акустические характеристики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. СНиП 23-03-2003 «Защита от шума и акустика». - М.: Госстрой России, 2003.
2. Hidaka T., Nishihara N., Beranek L. Relation of acoustical parameters with and without audiences in concert halls and a simple method for simulating the occupied state // J. Acoust. Soc. Am., 109 (3), March 2001.
3. Beranek L. Concert Halls and Opera Houses. Springer-Verlag, New York, 2004.

назад к содержанию

к содержанию секций

СЕКЦИЯ – Акустика речи

СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СПОСОБОВ АНАЛИЗА ФАЗОВЫХ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИМИ СОСТАВЛЯЮЩИМИ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ
Борисенко С.Ю.[1)], Воробьев В.И.[1)], Давыдов А.Г.[2)] 2

БАЗА ДАННЫХ ЗВУЧАЩЕЙ РУССКОЙ РЕЧИ КАК ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ АРТИКУЛЯТОРНЫХ МОДЕЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ЯЗЫКОВ
Крейчи С.А., Кедрова Г.Е., Байрамова Ф.О., Потёмкин С.Б.,Фролова О.Е. 8

автоматическая ИдентифиКАЦИЯ ДИКТОРА ПО ГОЛОСУ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГАУССОВЫХ СМЕСЕЙ И МЕТОДА ОПОРНЫХ ВЕКТОРОВ
Рахманенко И.А., Мещеряков Р.В., Коцубинский В.П. 21

ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РЕЧИ
Собакин А.Н. 27

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ К ИЗУЧЕНИЮ АКУСТИКИ ДЕТСКОЙ РЕЧИ
Лякso Е.Е., Фролова О.В., Григорьев А.С. 32

АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМФОРТНЫХ И ДИСКОМФОРТНЫХ ВОКАЛИЗАЦИЙ 12 МЕСЯЧНЫХ МЛАДЕНЦЕВ
Дмитриева Е.Б., Лякso Е.Е. 40

СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СПОСОБОВ АНАЛИЗА ФАЗОВЫХ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИМИ СОСТАВЛЯЮЩИМИ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ

Борисенко С.Ю.[1)], Воробьев В.И.[1)], Давыдов А.Г.[2)]

[1)] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск;
[2)] ООО «Речевые технологии», Минск, Республика Беларусь

E-mail: siarhei.barysenka@gmail.com

В современных речевых технологиях успешно используется гармоническая модель речевых сигналов в виде модулированных колебаний основного тона и обертонов. Для решения многих задач анализа речи актуальными являются исследования фазовых межкомпонентных связей квазигармонических составляющих вокализованных звуков. В докладе приведены результаты сравнительного анализа нескольких ранее разработанных способов, алгоритмов и программ оценки фазовых соотношений между колебаниями основного тона и обертонами речевых сигналов. Предлагаются рекомендации по применению рассмотренных алгоритмов в речевых технологиях.

ВВЕДЕНИЕ

При анализе фазовых соотношений между гармоническими или квазигармоническими колебаниями с разными центральными частотами наиболее просто использовать моменты пересечения ими нулевого уровня (снизу вверх или сверху вниз). При этом для определения разности фаз между такими колебаниями в окрестности указанных моментов времени отправной может служить величина временного расстояния между ними. Такой подход позволяет сформировать ряд приемов измерения разностей фаз во временной области между квазигармоническими колебаниями с кратными несущими частотами и частотами, находящимися в рациональных отношениях [1-12].

Необходимо отметить, что фаза отдельного колебания, характеризуемая некоторым числом (выраженным в градусах или радианах), отнесенным к определенному моменту времени, зависит от поведения колебания в окрестности этого момента времени (например, фазы 0 ; π ; 2π для гармонического колебания). Иными словами, оценки отдельных значений фаз во времени являются интервальными, со всеми вытекающими из этого последствиями. В частности, по этой причине на практике оказывается необходимым должным образом выбирать интервал анализа, а также шаг дискретизации исследуемого колебания при цифровой его обработке.

Процедурам фазовых измерений во временной области могут быть поставлены в соответствие некоторые процедуры таких же измерений в области частотной. В общем случае алгоритмы измерений одних и тех же фазовых характеристик в указанных областях не оказываются жестко связанными и однозначно выводимыми один из другого.

В этих условиях возникает ряд вопросов по корректному учету двойственной природы фазовых оценок, как относящихся к определенным моментам времени и, в то же время, зависящих от величины временного интервала, на котором они производятся. В любом случае, для обеспечения должного совпадения результатов измерений во временной и частотной областях требуется обеспечивать согласование параметров соответствующих им измерителей.

Отдельной задачей является исследование эффективности работы различных анализаторов межкомпонентных фазовых соотношений при наличии помех.

Развитие анализа фазовых соотношений между гармоническими или квазигармоническими колебаниями с разными центральными частотами выявило

продуктивность применения двух довольно емких межкомпонентных фазовых характеристик во многих областях, а именно – так называемых фазового инварианта (ФИ) и фазового квазиинварианта (ФКИ) [10–16].

Основной целью данной работы явилось сравнение результатов использования оценок ФИ и ФКИ на частном случае анализа гласных звуков «А», «О», «Ы», «У», «И», «Э», произнесенных диктором с явно выраженной модуляцией основного тона этих речевых сигналов. Предметный интерес к применению таких оценок при решении задач распознавания звуков речи и идентификации дикторов обуславливается тем, что ФИ и ФКИ оказываются сравнительно медленно изменяющимися на длительности тональных звуков, в общем случае различными для разных звуков, индивидуальными и устойчивыми для разных дикторов.

ОЦЕНКИ ФАЗОВОГО КВАЗИИНВАРИАНТА И ИНВАРИАНТА РЕЧЕВОГО СИГНАЛА

Метод анализа ФКИ речевых сигналов (РС) (как и многих других полигармонических колебаний) основан на измерении разностей фазовых между основным тоном и обертонами в различных наборах и комбинациях.

Колебание с частотой основного тона (ЧОТ) и обертоны в реализации вокализованного звука $x(t)$ речи можно представить в виде

$$x_k(t)=\sum_{p=1}^{N} A_{kp}(t)\cos\left(2\pi F_{k0}\,pt+\Phi_{kp}(t)\right),\quad k=\overline{1,M}, \tag{1}$$

где $A_{kp}(t)$ и $\Phi_{kp}(t)$ − медленно меняющиеся амплитуда и фаза p-ой квазигармонической составляющей для k-ой реализации звука $x(t)$; F_{k0} − ЧОТ в k-ой реализации; M − количество реализаций; N − число выбранных для анализа квазигармонических составляющих.

При обработке РС как во временной, так и в частотной областях каждую из квазигармонических составляющих приходится предварительно отфильтровывать от других.

При фазовой межкомпонентной *обработке во временной области* разность фаз $\Delta\Psi_{kp}^{q}(t)$ между q-ой и p-ой составляющими ($q>p$) оценивается на каждом периоде колебания с частотой pF_{k0}.

При фазовой межкомпонентной *обработке в частотной области* разность фаз $\Delta\Psi_{kp}^{q}(t)$ между любыми q-ой и p-ой квазигармоническими составляющими определяется соотношением

$$\Delta\Psi_{kp}^{q}(t)=\left(\Phi_{kp}(t)-\Phi_{kq}(t)\,p/q\right)\Big|_{2\pi p/q},\quad p=1..N;\quad q=2..N;\quad k=1..M, \tag{2}$$

и не содержит линейно нарастающих слагаемых.

Диапазоном однозначного определения величины $\Delta\Psi_{kp}^{q}(t)$ является отрезок $[0;\ 2\pi p/q]$. В связи с этим результаты вычислений по формуле (2) требуется вычислять по модулю $\left|2\pi p/q\right|$.

Полные фазы $\Psi_{kp}(t)=2\pi F_{k0}\,pt+\Phi_{kp}(t)$ отфильтрованных и доступных по отдельности для преобразований в частотной области квазигармонических компонентов $A_{kp}(t)\cos\Psi_{kp}(t)$, $p=1..N$; $k=1..M$ целесообразно определять на основе перехода от реализаций $x_k(t)$ к их представлениям в виде аналитических сигналов с использованием преобразования Гильберта.

Если значения величины $\Delta\Psi_{kp}^{q}(t)$, вычисляемые по формуле (2), подвергнуть нормированию, поделив их на величину однозначного определения $|2\pi p/q|$, формула (2) запишется в виде

$$\Delta\Psi_{kp}^{q}(t)=\frac{q}{2\pi p}\left(\Phi_{kp}(t)-\Phi_{kq}(t)\,p/q\right)\Big|_{2\pi p/q},\quad p=1..N;\quad q=2..N;\quad k=1..M. \tag{3}$$

При этом числовые значения оценок ФКИ для любых гармоник оказываются принадлежащими интервалу [-1; +1], что очень удобно для их анализа.

Информативные признаки РС могут быть получены в результате анализа векторной величины $\overrightarrow{\Delta\Psi}_{kp}^{q}(t)$, названной фазовым квазиинвариантом (ФКИ). В простейшем случае ФКИ представляет собой вычисленную по модулю $|2\pi p/q|$ и нормированную к нему оценку разности фаз двух выбранных гармоник.

Обращаясь к измерениям ФИ применительно к РС целесообразно напомнить, что объектом анализа в этом случае является полигармонический сигнал, состоящий из трех составляющих, частоты которых связаны между собой соотношением:

$$\begin{cases} f_1=K_1F_0,\quad K_1=1,2,...; \\ f_2=K_2F_0,\quad K_2=K_1+1,K_1+2,...; \\ f_3=K_3F_0,\quad K_3=2K_2-K_1, \end{cases} \tag{4}$$

где F_0- как и выше, частота основного тона. Такими свойствами, в частности, характеризуются любые три соседние гармоники РС. Функция $\Delta\Psi(t)$, связывающая полные фазы составляющих сигнала, получила название фазового инварианта В.А. Зверева [10]:

$$\Delta\Psi(t)=[\Phi_1(t)+\Phi_3(t)]/2-\Phi_2(t). \tag{5}$$

ЭКСПЕРИМЕНТ

Сравнение результатов межкомпонентной фазовой обработки речевых сигналов с использованием оценок ФКИ и ФИ производилось для цифровых записей шести гласных звуков «А», «О», «Ы», «У», «И», «Э», произнесенных диктором-мужчиной с намеренным изменением ЧОТ (рисунок 1).

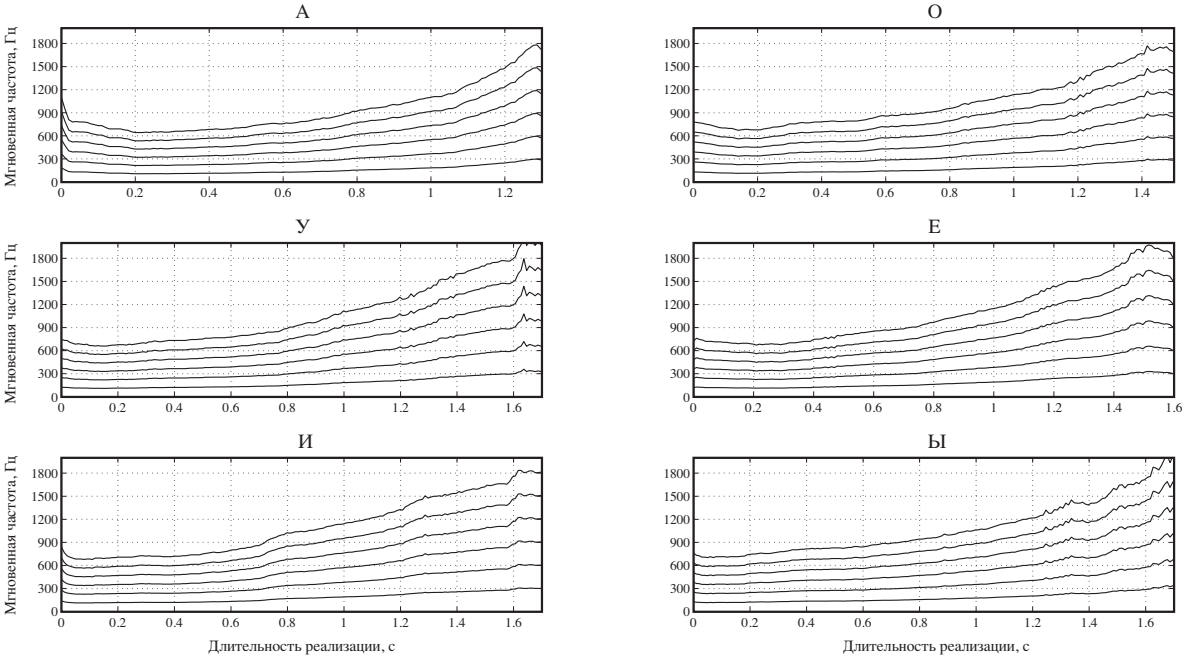


Рис. 1. Изменения частот основного тона и обертонов «А», «О», «Ы», «У», «И», «Э»

На длительности каждого звука производилось слежение за частотой его основного тона. С использованием текущих значений ЧОТ выполнялась полосовая фильтрация звука на ЧОТ и частотах привлекаемых для анализа обертонов. Полосы прозрачности фильтров по уровню 0,7 принимались равными (0,1-0,2) от значений центральных частот. Оценки ФКИ и ФИ производились в точках дискретизации звуков. Для анализа привлекались колебание с частотой основного тона и пять обертонов.

На рисунках 2, 3 представлены зависимости ФИ $\Delta\Psi(t)$ и ФКИ $\Delta\Psi_p^q(t)$ для каждого звука на полной их длительности.

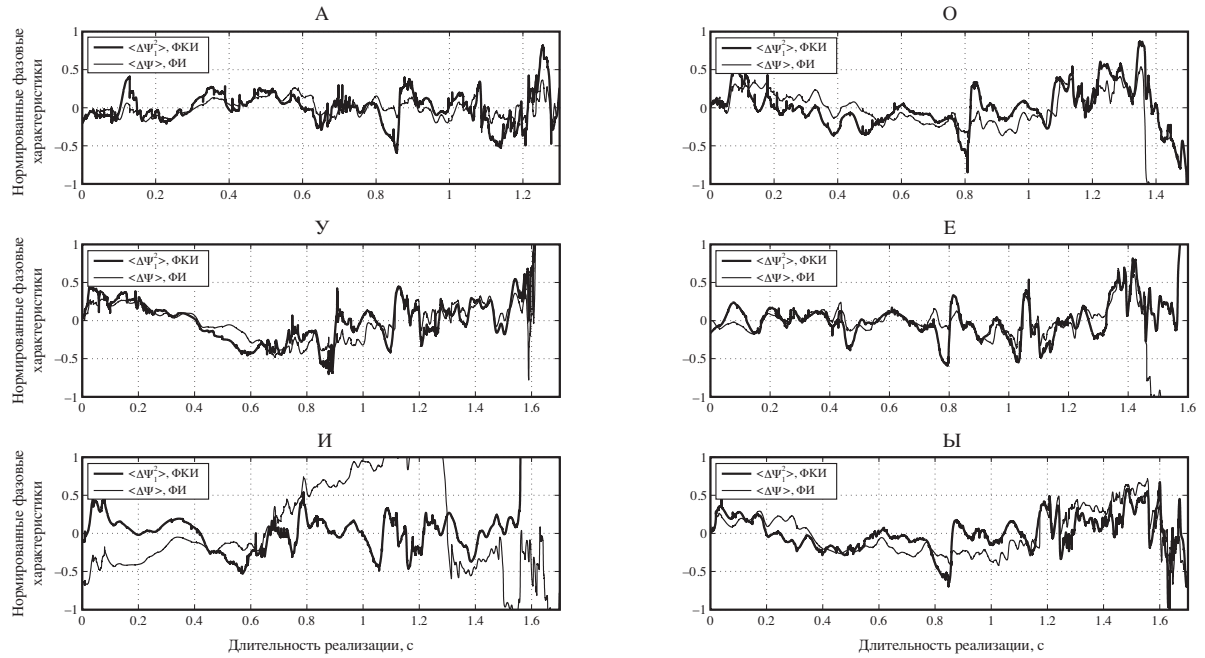


Рис. 2. Фазовые характеристики: ФИ – для основного тона и ближайших к нему двух обертонов; ФКИ – для основного тона и первого обертона

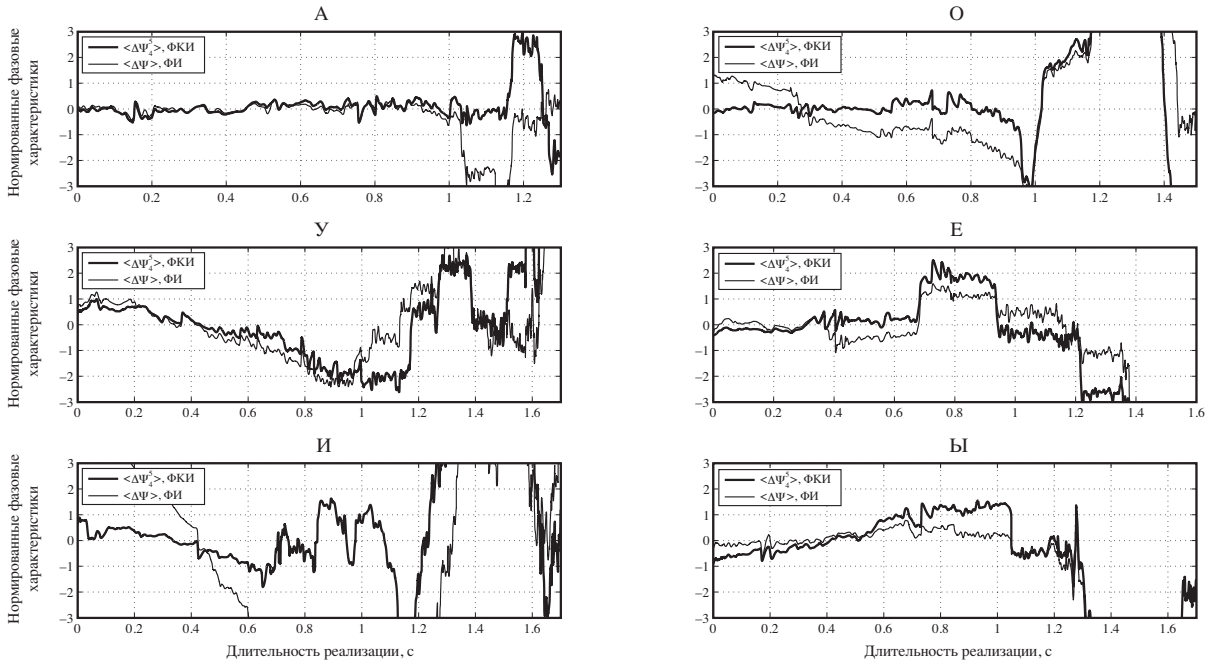


Рис. 3. Фазовые характеристики: ФИ – для 4-й, 5-й и 6-й гармонических составляющих; ФКИ – для 4-й и 5-й гармонических составляющих

ВЫВОДЫ

Анализ приведенных данных позволил заключить следующее.

1. Наблюдается согласие в изменениях во времени фазового инварианта и фазового квазиинварианта, рассчитанных для соответствующих обертонов одного и того же гласного звука. Это указывает на достаточность использования при анализе речевых сигналов только фазового квазиинварианта. При этом вычисление фазовых соотношений между двумя составляющими не только упрощает анализ, но и позволяет предотвращать внесение дополнительных искажений энергетически наименее выраженной третьей составляющей.

2. При обработке одного и того же гласного звука наблюдается сходство изменений во времени фазового инварианта и фазового квазиинварианта, вычисленных на нижних и верхних частотах анализа.

3. Важной операцией в рассмотренных способах межкомпонентной фазовой обработки речевых сигналов с использованием оценок фазового инварианта и фазового квазиинварианта является нормирование их значений, к диапазонам однозначного определения. Это позволяет проводить удобное сравнение получаемых разнородных данных в одном и том же интервале [-1; +1].

4. Межкомпонентные фазовые характеристики более наглядно отражают индивидуальные проявления каждого гласного звука в сравнении с картиной мгновенного изменения частоты основного тона гласного звука и ее обертонов.

5. Так как рассмотренные способы межкомпонентной фазовой обработки применимы для многих видов сверхширокополосных и полигармонических сигналов, исследование статистических характеристик фазового квазиинварианта для них и анализ влияния помех на его оценки являются актуальными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фазометр 2971. // Брюль и Къер Каталог 1983/84 г. // Brüel&Kjær, Denmark, 1983/84.
2. Небабин В.Г., Сергеев В.В. Методы и техника радиолокационного распознавания объектов. – М.: Радио и связь, 1984. – 152 с.
3. А.с.1349515 (СССР). Радиолокационное устройство для распознавания объектов / В.И. Воробьев, А.В. Климов, И.И. Сиротко.
4. А.с.1598685 (СССР). Способ распознавания лоцируемых объектов / В.И. Воробьев, А.В. Климов, И.И. Сиротко, С.С. Гурский.
5. Воробьев В.И., Климов А.В. Оценка фазовых характеристик отражений от объектов в кратночастотных РЛС при многолучевом распространении. // Радиотехника, 1986. –№2. – С. 19-22.
6. Воробьев В.И, Климов А.В., Сиротко И.И. Исследование фазовых характеристик кратночастотных гидроакустических сигналов при двухлучевом распространении // Тезисы XIV Всесоюзной школы-семинара по статистической гидроакустике – М.: Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева АН СССР, 1986. – С. 105–107.
7. Воробьев В.И., Климов А.В. Аппаратурное измерение вносимых сдвигов фаз кратночастотных сигналов. // XXXIII Всесоюзная межвузовская научно-техническая конференция. Тезисы докладов. Том 1. Часть 2. – МО СССР, ТОВВМУ им. С.О. Макарова. – Владивосток: 1990. – С.156.
8. Воробьев В.И., Суданов П.М. Фазовые характеристики прямого двухтонального кратночастотного гидроакустического сигнала при наличии отражения от морской поверхности и дисперсионности среды // XXXV Всесоюзная межвузовская научно-техническая конференция. Тезисы докладов. Том 1. Часть 1. –ТОВВМУ им. С.О. Макарова.– Владивосток: 1992. – С.50-51.

9. Воробьев В.И. Методы извлечения информации из фазовой структуры сверхширокополосных сигналов / Материалы XIII научно-технического семинара РНТОРЭС им. А.С. Попова «Статистический синтез и анализ информационных систем». – Рязань: Рязанская государственная радиотехническая академия, 1994. – С.75-78.
10. В. А. Зверев Модуляционный метод измерения дисперсии ультразвука //Доклады Академии наук СССР, 1953.
11. Гаврилов А.М. Фазозависимые процессы нелинейной акустики: модулированные волны. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. – 352 с.
12. Галаев Ю.М., Кивва Ф.В. Метод фазового инварианта в экспериментах по распространению радиоволн // Прикладная радиоэлектроника, 2009, Том 8, №2. – ХНУРЭ, Харьков. – 2009. – С. 124–130.
13. Воробьев В.И., Давыдов Г.В., Шамгин Ю.В. Фазовые соотношения между основным тоном и обертонами гласных звуков // Доклады Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, №2(14), 20 июня 2006 г. – С. 64-68.
14. Воробьев В.И. Межкомпонентная фазовая обработка сигналов для их распознавания и идентификации дикторов // Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Архитектурная и строительная акустика. Шумы и вибрации. Сборник трудов XVIII сессии Российского акустического общества. Т.3.– М.: ГЕОС, 2006. – С. 48-51.
15. Воробьев В.И. Межкомпонентная фазовая обработка речевых сигналов во временной и частотной областях // Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Архитектурная и строительная акустика. Шумы и вибрации. Сборник трудов XIX сессии Российского акустического общества. Т.3. – М.: ГЕОС, 2007. – С. 46-49.
16. Воробьев В.И., Давыдов А.Г. Комплексный кепстр и межкомпонентная фазовая обработка речевого сигнала // Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Архитектурная и строительная акустика. Шумы и вибрации. Аэроакустика Сборник трудов XX сессии Российского акустического общества. Т3. – М.: ГЕОС, 2008. – С. 9-12.
17. Азаров И.С., Воробьев В.И., Давыдов А.Г., Петровский А.А. Исследование связи между квазигармоническими составляющими речевого сигнала // Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Архитектурная и строительная акустика. Шумы и вибрации. Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества. Т.III.– М.: ГЕОС, 2011. – С. 16-20.
18. Воробьев В.И., Давыдов А.Г. Исследование связи между квазигармоническими составляющими речевых сигналов на китайском языке // Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Архитектурная и строительная акустика. Шумы и вибрации. Аэроакустика. Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества». Т.III., Технологический институт Южного Федерального университета, Таганрог, 17-20 сентября 2012 г. – М.: ГЕОС, 2012. – с. 11–14.
19. Воробьев В.И., Борисенко С.Ю. Методы межкомпонентной фазовой обработки спектральных составляющих нестационарных сигналов вибрации // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXVII сессия Российского акустического общества», посвященной памяти ученых-акустиков ФГУП «Крыловский государственный научный центр» А.В. Смольякова и В.И. Попкова: ISBN 978-5-903002-48-1.

назад к содержанию

БАЗА ДАННЫХ ЗВУЧАЩЕЙ РУССКОЙ РЕЧИ КАК ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ АРТИКУЛЯТОРНЫХ МОДЕЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ЯЗЫКОВ

Крейчи С.А., Кедрова Г.Е., Байрамова Ф.О., Потёмкин С.Б.,Фролова О.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, филологический факультет, Москва

E-mail: k46-7-47@yandex.ru

Интерференция артикуляторных моделей различных языков является существенным препятствием для овладения безакцентным иноязычным произношением. База данных звучащей русской речи, разрабатываемая в Лаборатории фонетики и речевой коммуникации филологического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, включает две однотипно организованные части: орфоэпически правильное произношение и русское произношение с акцентом: образцы, записанные от носителей разных языков мира (чтение изолированных слов и предложений, неподготовленные высказывания). Многообразие позиций органов артикуляции, необходимых для формирования звуков, нормативных для разных языков, можно представить как межъязыковое пространство артикуляторных поз, в котором эти позы могут совпадать или не совпадать при произнесении русских слов, что требует перестройки всей артикуляторной базы родного языка для овладения безакцентным произношением на русском языке.

В процессе овладения иностранным языком, обучающемуся приходится встречаться с моделями артикуляции [1] как совпадающими с таковыми в родном языке, так и отличающимися от них и требующими перестройки всей артикуляторной базы [2] – системы позиций органов артикуляции, необходимых для формирования звуков, нормативных для родного языка. Интерференция артикуляторных моделей различных языков, которая является существенным препятствием для овладения безакцентным иноязычным произношением, в последнее время постоянно находится в центре внимания лингводидактов, при этом ведущая роль в возникновении интерференционных проявлений отводится именно артикуляторной базе того или иного языка [3]. Изучению особенностей артикуляторной базы разных языков посвящено достаточно много работ – см. в частности, характеристику русской лингвистической традиции в этой области в работе [4], однако полное и системное описание артикуляторных баз разных языков всё еще не составлено. Нам представляется, что существенным вкладом в эту работу должно стать максимально подробное описание интерференционных явлений на всех уровнях фонетической организации высказывания.

Для решения этой задачи неоценимую помощь может оказать база данных звучащей русской речи, разрабатываемая в Лаборатории фонетики и речевой коммуникации филологического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Эта база данных включает как орфоэпическую часть русской речи, так и часть с аналогичными иноязычными явлениями. Основой базы данных звучащей русской речи послужил частотный словарь ритмических структур, предложенный профессором Л.В. Златоустовой [5].

Звучащий материал записан носителями русского языка с нормативным литературным произношением, а также иностранными студентами филологического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, изучающими русский язык и являющимися носителями четырнадцати языков разного строя: американского английского, немецкого, французского, итальянского, испанского, голландского, польского, чешского, финского, шведского, турецкого, китайского, корейского и японского языков.

Кроме частотного словаря ритмических структур, база данных содержит также чтение и спонтанную речь записанных дикторов, что позволяет изучать интерференционные процессы различных языковых систем на фонологическом, лексическом и грамматическом уровнях [6].

В настоящей работе рассматривается межъязыковая интерференция при произнесении русских слов с односложной ритмической структурой, что позволило исследовать только фонологический уровень интерференции в виде замены звукотипов, исключив при этом другие уровни интерференции.

На рис.1 дано схематическое изображение межъязыковой интерференции для носителей иностранного языка, говорящих по-русски, и для носителей русского языка, говорящих на иностранном языке.

Рис.1. Схематическое изображение межъязыковой интерференции.

Положение органов артикуляции, или артикуляционные позы, образующие нормативные для родного языка звуки, формируются у человека с детства, по мере развития его речи [7], и неизбежно оказывают влияние на произнесение звукотипов и их сочетаний в иностранных словах. При этом отдельные артикуляционные позы могут как совпадать в разных языках (или быть достаточно близкими по действию и конфигурации активных и пассивных органов артикуляции), так и достаточно сильно отличаться или вообще отсутствовать как определенный артикуляционный навык. В то же время, известно, что результат действия различных комплексов артикуляционных конфигураций и движений может на перцептивном уровне восприниматься как достаточно сходный, поскольку артикуляторная база языка самым тесным образом связана с моделями восприятия речи на данном языке [8].

Так, например, русское слово *брат* по материалам нашей базы данных может произноситься практически без акцента носителями разных иностранных языков. На рис. 2 приведены осциллограммы и динамические спектрограммы произнесения слова *брат* носителями русского, немецкого, китайского и турецкого языков. (Следует отметить, что русская орфоэпия допускает варьирование количества смычных фрагментов при произнесении данного вибранта, что сближает его артикуляцию с аналогичными звуками ряда языков). Можно также заметить, что начальное сочетание согласных звуков в этом слове сходно с частью немецкого слова *braten* (жарить), так что при произнесении этого консонантного кластера характер движения органов артикуляции у носителей русского и немецкого языков может быть достаточно однотипным. Аналогичная картина наблюдается при произнесении носителем немецкого языка русского слова *мир*, совпадающего по звуковому составу и артикуляции с немецким словом *mir* (дательный падеж местоимения «ich»).

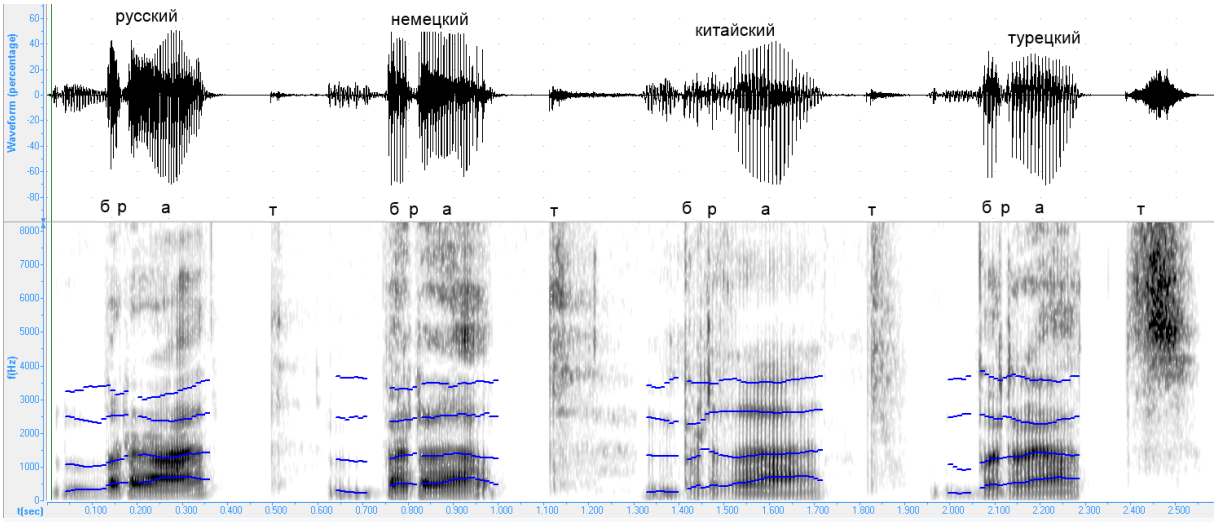


Рис. 2. Осциллограммы и динамические спектрограммы слова брат, произнесенного носителями русского, немецкого, китайского и турецкого языков.

Сохранение временных пропорций звуков, входящих в структуру слова, а также схожесть формантных треков на динамической спектрограмме, может свидетельствовать об одинаковом характере работы артикуляторных органов в реализации динамических стереотипов при произнесении слова *брат*. Аналогичные результаты были получены также от носителей американского английского, французского, итальянского, испанского, голландского, польского, чешского, финского, шведского, корейского и японского языков при произнесении слов: *враг*, *парк*, *порт*, *тон*, *штат*, *да*, *я*. При этом проявились некоторые особенности работы артикуляторных органов носителей китайского и турецкого языков, которые требуют при обучении русскому языку существенной перестройки артикуляторной базы. Так, у носителей китайского языка достаточно часто наблюдаются трудности при произнесении дрожащих согласных [р, р□] и заменой их на боковые щелевые [л, л□]. Это привело к увеличению длительности вибранта и выглядит как «размытость» соответствующего места на осциллограмме и спектрограмме (рис.2). У носителей турецкого языка наблюдается добавление звука [с] к конечному звуку [т], то есть, слово *брат* произносится как [братс] На рис. 2 это также видно.

Разрабатываемая база данных звучащей русской речи содержит также иностранные слова, заимствованные из других языков: например, *парк*, *порт*, *пункт*, *спорт*, *текст*, *темп*, *тон*, *штат*. Такие слова либо полностью сохраняют своё звучание, либо частично изменяют его под влиянием артикуляторной базы русского языка. Последние представляют собой наибольшие трудности для носителей иностранного языка при освоении нормативного русского произношения. Родная артикуляторная база препятствует «искаженному» произношению знакомого слова из родного языка, и перестройка её стоит больших усилий. Так, например, немецкое слово *Punkt* (точка) употребляется в русском языке с тем же значением. По-русски можно равнозначно сказать *пункт назначения* или *точка назначения*, но носитель немецкого языка, читая русский текст со словом *пункт*, произносит его согласно своей артикуляторной базе как пу[ŋ]кт, и для освоения русского нормативного произношения – пу[н]кт потребуется перестройка его артикуляторной базы. Аналогичная перестройка требуется также для носителей итальянского и испанского языка, где есть слово *punto* (точка), не содержащее стечения согласных [нк]. Поэтому носители итальянского и испанского языков произносят слово *пункт* как [пунт] (рис. 3).

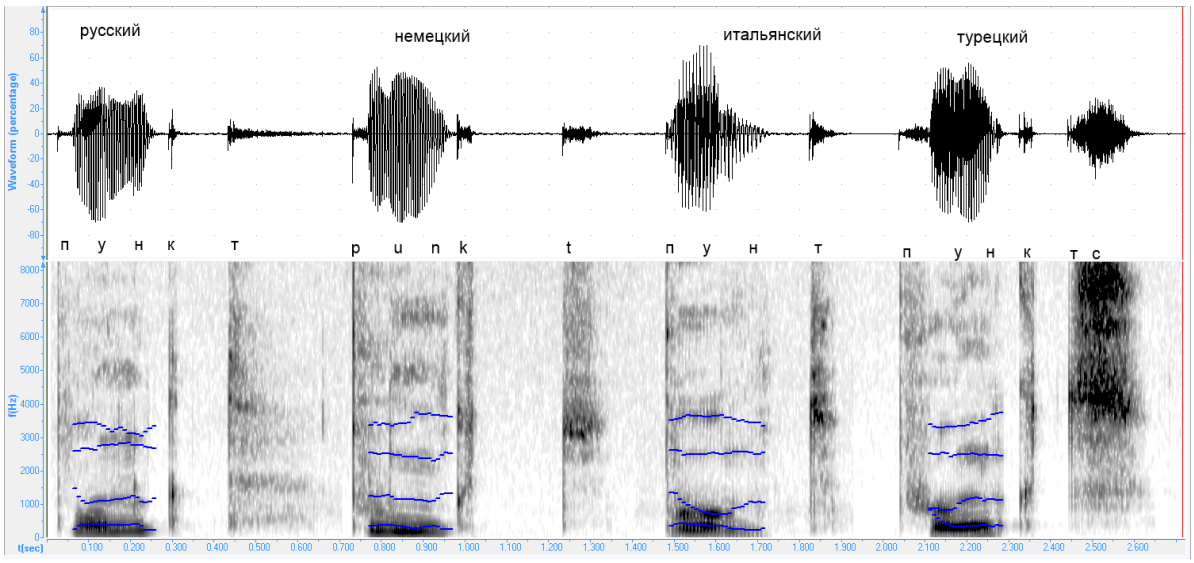


Рис. 3. Осциллограммы и динамические спектрограммы слова пункт, произнесенного носителями русского, немецкого, итальянского и турецкого языков.

У носителей турецкого языка систематически наблюдается добавление звука [с] к конечному звуку [т] – [пунктс], что также отражает особенность их артикуляторной базы.

Трудности освоения нормативного русского произношения встречаются и в словах со сходным звуковым составом иностранного слова, но имеющих разное значение в русском и иностранном языках. Например, русское слово *их* (родительный падеж местоимения *они*), в котором звук «х» произносится твердо, созвучно с немецким словом *ich* (местоимение *я*), где звук «х» произносится мягко. Поэтому в русском тексте слово *их* носителем немецкого языка произносится как [их□], что при обучении нормативному произношению также требует перестройки артикуляторной базы родного языка.

На рис. 4 приведены осциллограммы и динамические спектрограммы произнесения слова *их* носителями русского, немецкого, китайского и турецкого языков.

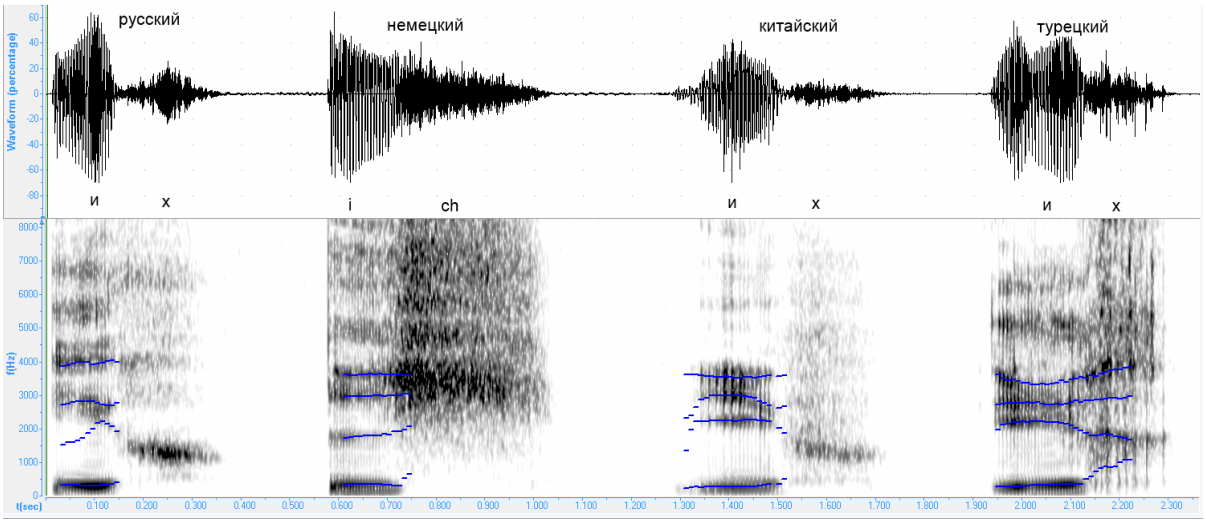


Рис. 4. Осциллограммы и динамические спектрограммы слова их, произнесенного носителями русского, немецкого, китайского и турецкого языков.

Характерно, что трек второй форманты гласного «и» («i») перед согласным «х» («ch») у носителя немецкого языка направлен вверх, тогда как у носителей русского, китайского и турецкого языков он направлен вниз. Носитель турецкого языка произносит звук «х» гортанно и хрипло, в соответствии со своей артикуляторной базой, что видно на спектрограмме.

Как показали проведенные исследования, многообразие позиций органов артикуляции, необходимых для формирования звуков, нормативных для разных языков мира, можно представить как некое межъязыковое пространство артикуляторных поз, в котором эти позы могут пересекаться и совпадать. База данных звучащей русской речи, наряду с другими методами изучения артикуляции [9], может служить удобным инструментом для изучения межъязыковой интерференции при произнесении русских слов, а также выявления совпадений и не совпадений артикуляторных поз, требующих коррекции артикуляторной базы носителя иностранного языка при обучении нормативному произношению на русском языке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Златоустова Л.В., Потапова Р.К., Потапов В.В., Трунин-Донской И.Н. Общая и прикладная фонетика. МГУ, 1997.
2. Брызгунова Е.А. Звуки и интонация русской речи. М.: Русский язык, 1981.
3. Колосов К.М. О роли артикуляторной базы в обучении произношению // Иностранные языки в школе, вып. 1, № 5, 1971. С. 38-45.
4. Kedrova G., Borissoff L. The concept of ‘basis of articulation’ in Russia in the first half of the 20th century // Historiographia Linguistica. - 2013. - Vol. 40, no. 1/2. - P. 151-198.
5. Златоустова Л.В., Вещикова И.А., Омельянова Е.Б. Компьютерный словарь частотных слов и ритмических структур русской речи // Вестник Моск. ун-та. Сер. 9, № 5, 1993.
6. Интерференция звуковых систем. Коллективная монография: Бондарко Л. В., Вербицкая Л. А., Гордина М. В., Белякова Г. А., Игнаткина Л. В., Кукольщикова Л. Е., Литвачук Н. Ф., Огородникова К. С., Ошуйко Е. И., Сергеева Т. А., Штерн А. С., Щербакова Л. П., Щукин В. Г. / Под ред. Л. В. Бондарко, Л. А. Вербицкой. Л.: Издательство Ленинградского университета, 1987.
7. Зиндер Л.Р. К вопросу об артикуляторной базе // Экспериментально-фонетический анализ речи. Вып. 1. Изд-во Ленинградского университета, 1984.
8. Бернштейн С.И. Вопросы обучения произношению: применительно к преподаванию русского языка иностранцам. Москва: Издательство Московского университета, 1976.
9. Кедрова Г.Е., Захаров Л.М., Анисимов Н.В., Пирогов Ю.А. Исследование артикуляторной базы русского языка методами магнитно-резонансной томографии: XIII сессия Российского акустического общества. Сб. трудов. Т. 3. Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика, М. ГЕОС, 2003.

назад к содержанию

ИНФОРМАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ СЛУХОВОГО ВОСПРИЯТИЯ

Гай В. Е.

Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, Нижний Новгород

E-mail: iamuser@inbox.ru

В работе описывается предлагаемая модель информационных преобразований, проходящих в слуховой системе. Проводятся аналогии между процессами преобразования информации в слуховой системе и предлагаемой моделью. Указанная модель строится на принципах теории активного восприятия (ТАВ), предложенной для моделирования информационных процессов в системе зрительного восприятия. На основе предложенной модели создано несколько методов обработки звуковых сигналов: метод вычисления частоты основного тона голоса человека, метод выделения полезного сигнала. Проведённые экспериментальные исследования подтвердили эффективность предложенных методов.

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Человек, как и любое другое живое существо, для выживания в окружающем мире наделён сенсорной системой. Одна из компонент сенсорной системы – слуховая система, предназначенная для восприятия звуковых колебаний.

Аналогично понятию «зрение», введённого Д. Марром [1], попробуем описать понятие «слух». Слух – процесс порождения по звуковым колебаниям окружающей среды (воздушной или водной) описания, полезного для наблюдателя и не перегруженного несущественной информацией.

Цель работы – создание модели информационных преобразований, проходящих в слуховой системе для построения эффективных алгоритмов обработки звуковых сигналов. Указанная модель будет построена на принципах теории активного восприятия (ТАВ) [2], предложенной для моделирования информационных процессов в системе зрительного восприятия.

2. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ФИЗИОЛОГИИ СЛУХОВОЙ СИСТЕМЫ

Слуховой анализатор – совокупность соматических, рецепторных и нервных структур, деятельность которых обеспечивает восприятие звуковых колебаний [3]. Слуховой анализатор позволяет слышать человеку звук в пределах от 16 Гц до 22 кГц при передаче колебаний по воздуху, и до 220 кГц при передаче звука по костям черепа. Слуховой анализатор состоит из уха (периферическая часть), слухового нерва и сложной системы нервных связей и центров мозга (высшие отделы).

Ухо состоит из наружного, среднего и внутреннего уха. Наружное ухо включает в себя: слуховой канал и ушную раковину, среднее ухо: барабанную перепонку, овальное окно, молоточек, наковальню и стремечко, внутреннее ухо: улитку и нервы.

3. МОДЕЛИ СЛУХОВОГО АНАЛИЗАТОРА

3.1. МОДЕЛЬ И. В. ПОЗИНА

Приведённая в [4] модель описывает в виде аналогового устройства, преобразования сигналов, выполняемые в среднем и внутреннем ухе (рис. 1).

По данным физиологии среднее ухо имеет свойства фильтра низких частот, поэтому в первом приближении среднее ухо можно рассматривать в качестве интегратора. Из рис. 1 следует, что среднее ухо моделируется соединением апериодического и колебательного звеньев.

Основная мембрана в модели представлена в виде набора частоточувствительных элементов, упорядоченно расположенных вдоль оси частот.

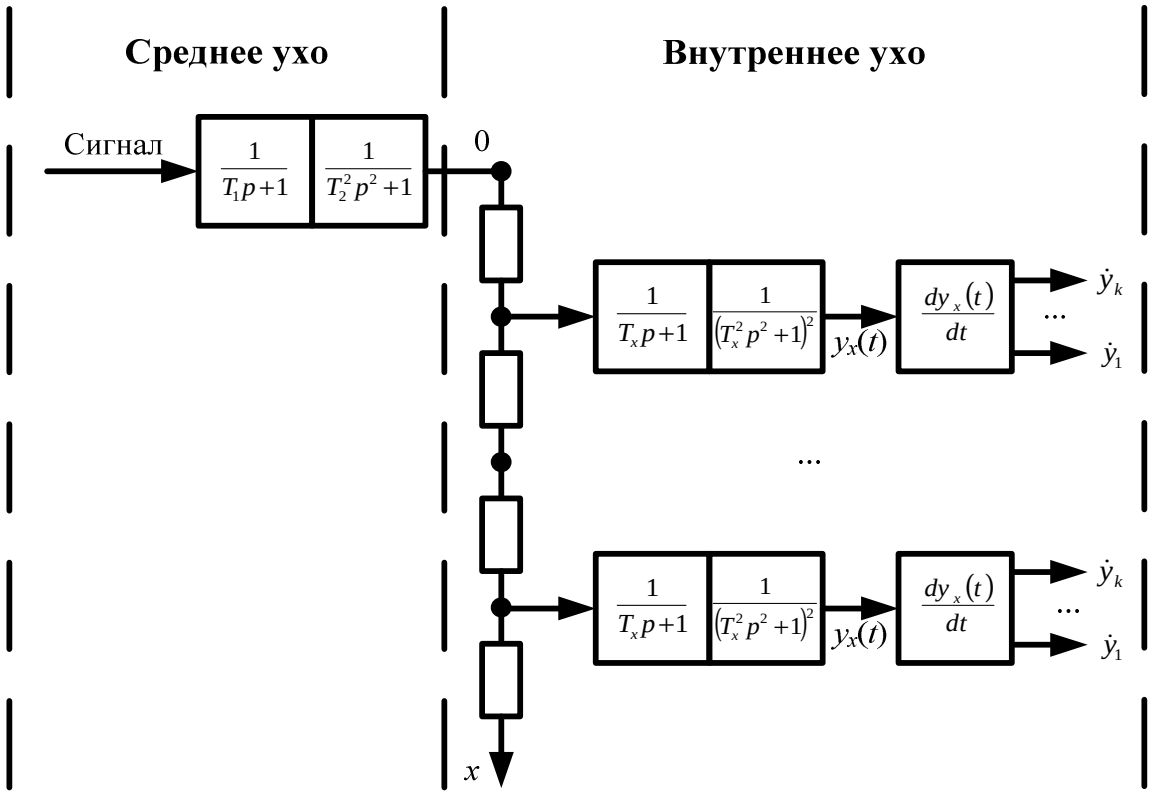


Рис. 1. Модель среднего уха с элементами основной мембраны

В работе [5] для моделирования функционирования базилярной мембраны, входящей в состав улитки, используется набор частотных фильтров, совмещённых с устройствами, вычисляющими вторую разность.

Существует различные модели периферического отдела слуховой системы, в которых указывается, что среднее ухо можно смоделировать в виде фильтра нижних частот [4, 6], а базилярную мембрану – в виде набора полосовых фильтров [4, 7].

3.2. МОДЕЛЬ Л.А. ЧИСТОВИЧ

В работах [8, 9, 10] описывается модель обработки амплитудной огибающей в частотных каналах слухового спектрального анализатора (модель обнаружения амплитудных неравномерностей). Основные положения модели заключаются в следующем:

1) происходит слуховая обработка не суммарной огибающей исходного сигнала, а огибающих сигнала с выходов отдельных каналов слухового спектрального анализатора, связанных с достаточно коротким участком базилярной мембраны улитки;
2) на вход модели поступают выходы 128 частотных каналов анализатора; основу модели составляет набор трёх типов полосовых фильтров с центральными частотами 7, 25 и 75 Гц;
3) функционально канал обработки огибающей в частотном канале соответствует преобразованиям сигналов в нейронах волокон слухового нерва;
4) в каждом канале обработки огибающей происходит нелинейное преобразование амплитуды огибающей типа логарифмирования, причём на припороговых уровнях характеристика линейна, затем осуществляется низкочастотная фильтрация, обеспечивающая выделение изменений амплитуды огибающей во времени; при этом в каждом канале функционируют несколько параллельных полосовых фильтров, соответствующих различным по качеству восприятия изменениям огибающей сигнала: «слоговой», «r»-образных звуков, «хриплости»;

5) выходные сигналы фильтров разделяются по знаку и информация о «положительных» и «отрицательных» изменениях амплитуды огибающей некоторым образом объединяется;
6) в каждом частотном канале существуют детекторы, обнаруживающие локальные во времени изменения амплитуды сигнала.

3.3. МОДЕЛЬ СЛУХОВОГО АНАЛИЗАТОРА НА ОСНОВЕ ТАВ

Принимая во внимание описанные модели, сформулируем основные положения моделирования процессов обработки звукового сигнала, в рамках ТАВ:

1) среднее ухо представляет собой интегрирующий коммутатор и в предлагаемой модели используется для выделения сигнала длительности T для дальнейшего анализа на мембране;
2) мембрана улитки внутреннего уха моделируется с помощью U-преобразования (см. рис. 2) и описывается с помощью двух преобразований: интегрирования (Q-преобразование) и дифференцирования; данные преобразования реализуются с помощью двух математических операций: сложения и вычитания; в рамках модели, результат работы анализатора – грубо-точное дерево разложения исходного сигнала. Таким образом, в предлагаемой модели на этапе анализа формируется спектральное представление сигнала, т.е. разложение его по системе фильтров.

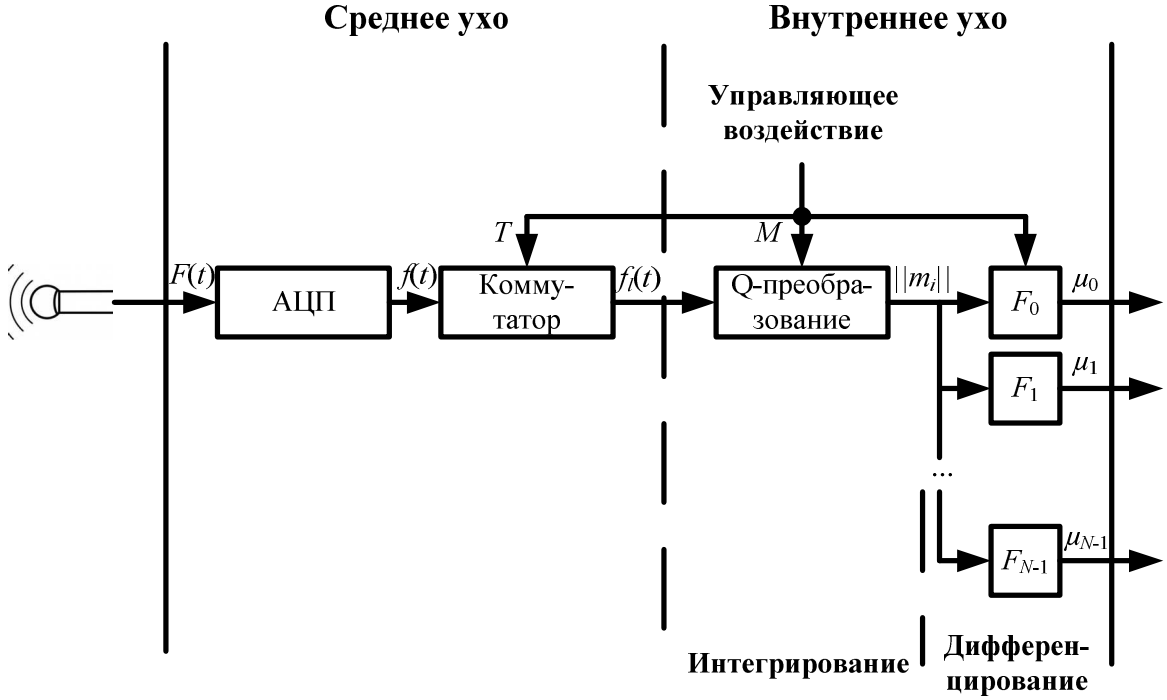


Рис. 2. Модель среднего и внутреннего уха

В [11] отмечается, что Q-преобразованию можно поставить в соответствие тонические нейроны, а преобразованию дифференцирования – фазические.

В предлагаемой модели можно провести такую же аналогию. Из нейрофизиологических экспериментов известно [10, 12], что существует два типа реакций центральных слуховых нейронов: фазическая и тоническая. Фазические нейроны чувствительны к изменению акустических свойств сигнала, т.е. они выделяют акустические события (именно для этого и предназначено преобразования дифференцирования, для выделения структуры сигнала). Обнаружены фазические нейроны, которые избирательно откликаются на изменение частоты тонального сигнала: одни из них возбуждаются при наличии изменения, другие чувствительны только к понижению или повышению частоты. Тонические нейроны характеризуются

непрерывным откликом на звуковой сигнал. Обнаружены тонические нейроны, которые точно реагируют на периодичность гласного: их импульсные реакции имеют фазовую привязку к каждому периоду основного тона [13]. Обнаружено, что у лягушки тонические нейроны имеют тенденцию к воспроизведению огибающей сложных звуковых сигналов [14].

Параметры модели: T – длина анализируемого звукового сигнала, M – число уровней разложения, N – число используемых фильтров, $f_l(t)$ – сигнал, получаемый на выходе коммутатора, $\{F_i\}$ – множество фильтров, моделирующих мембрану улитки, $\{m_i\}$ – вектор масс (в [14] названы визуальными массами), результат выполнения Q-преобразования, $\{\mu_i\}$ – множество чисел, полученных в результате U-преобразования, $F(t)$ – аналоговый звуковой сигнал.

Пусть $f(t)$ – анализируемый звуковой сигнал (цифровой), наблюдаемый на конечном отрезке времени. Результат применения U-преобразования к сигналу f – многоуровневое спектральное представление $D = \{d_{ij}\}$ (грубо-точное дерево разложения сигнала), $i = \overline{1,M}$, $j \in \overline{1,K_i}$, где M – число уровней разложения, K_i – количество сегментов сигнала на i-ом уровне разложения, d_{ij} – спектр, включающий N спектральных коэффициентов (число используемых фильтров), $d_{ij}\{k\}$ – k-ый спектральный коэффициент ($k = \overline{1,N}$), f_{ij} – сегмент сигнала f, по которому вычислен спектр d_{ij}.

В рамках ТАВ звуковой сигнал рассматривается как системное образование. Для обнаружения системных элементов используется интегральное преобразование, а для выявления связей между элементами – пространственное дифференцирование. Результатом выявления дифференциальной структуры является спектральное описание сигнала.

В работе [15] отмечается, что в слуховой системе достоверно реализуются следующие математические операции: сложение, вычитание, интегрирование по времени, а в работе [16] высказывается гипотеза о том, что слуховой аппарат реагирует не только на мгновенные значения сигнала, но и на его функциональные преобразования, например, на первую и вторую производные [17]. Эти данные, а также данные, приведённые в [4] согласуются с предложенной моделью.

Теория активного восприятия не ограничивается только формированием спектрального представления сигнала. В ТАВ входит раздел «Алгебра групп», посвящённый анализу зависимостей между спектральными коэффициентами разложения. Обнаруженные зависимости допускают своё использование на этапах принятия решения и понимания анализируемого звукового сигнала. Методы создания групп описаны в [18-21].

В [7] указывается, что в слуховой системе в переднем улитковом (кохлеарном) ядре и заднем улитковом (кохлеарном) ядре находятся мультиполярные нейроны, которые соединяются с несколькими волокнами слухового нерва. Данная структура подобна архитектуре построения полных и замкнутых групп.

Отметим, что число нейронов, в различных структурах слуховой системе, при движении к слуховой коре, увеличивается [4]. Такую же закономерность можно наблюдать и в ТАВ при движении от операторов к замкнутым группам.

4. ПОСТРОЕНИЕ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ ЗВУКОВОГО СИГНАЛА НА ОСНОВЕ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим методы обработки звуковых сигналов, основанные на предложенной модели. Отметим, что все алгоритмы обработки выполняют анализ сигнала в рамках его сформированного грубо-точного представления.

4.1. ВЫЧИСЛЕНИЕ ОГИБАЮЩЕЙ СИГНАЛА

В предлагаемой модели решение задачи выделение огибающей сигнала выполняется на начальных уровнях дерева разложения сигнала. Звуковой сигнал в ТАВ рассматривается как системное образование. Для обнаружения системных элементов в ТАВ используется интегральное преобразование, а для выявления связей между элементами – пространственное дифференцирование. *U*-преобразование, представляющее собой композицию преобразований интегрирования и дифференцирования, реализуется с помощью системы фильтров. В результате проведённых исследований установлены свойства спектров, относящихся к полезному сигналу, а также паузе и шуму:

1) спектр полезного сигнала содержит элементы, значительно отличающиеся друг от друга по величине;
2) спектр помехи содержит элементы близкие друг к другу по значению (элементы спектра сигнала, представляющего собой паузу, равны нулю).

В связи с этим, метод выделения огибающей заключается в вычислении среднеквадратического отклонения первых трёх спектральных коэффициентов, находящихся на *i*-ом уровне разложения:

$$E_j = STD\,[d_{ij}\{1\}, d_{ij}\{2\}, d_{ij}\{3\}],\ j = \overline{1,2^{i-1}},$$

где $STD\,[\bullet]$ – оператор вычисления среднеквадратического отклонения.

Существуют исследования, в которых указывается, что выделение огибающей сигнала – одна из функций слуховой системы:

1) в [22] на основе нейрофизиологических данных предполагается, что выделение огибающей звукового сигнала выполняется на уровне кохлеарных ядер;
2) в [23] указывается, что в слуховой системе существуют нейроны, которые кодируют не форму звуковой волны, а некоторое её функциональное преобразование, например, огибающую.

4.2. ВЫДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА

Алгоритм выделения полезного сигнала в качестве исходных данных использует результат выделения огибающей *E* сигнала *f*(*t*):

1) вычисление многоуровневого разложения d_E огибающей *E* (при формировании разложения используется только фильтр F_0);
2) формирование множества сигналов *S* из коэффициентов разложения, находящихся на *i*-ом уровне ($i \geq 3$):

$$S = \{s_i\},\ s_{ij} = d_{ij}\{0\},\ i = \overline{3,M},\ j = \overline{1,2^{i-1}};$$

3) кластеризация каждого сигнала, входящего во множество *S* и выбор карты сегментации на каждом уровне (число кластеров зависит от уровня разрешения, при сегментации участки с большей амплитудой принимаются за полезный сигнал);
4) объединение результатов сегментации на нескольких уровнях.

Известно, что на нижних уровнях слуховой системы, информация кодируется с большим разрешением, чем на верхних [24]. Верхние участки слухового пути отвечают за обработку более сегментированной информации, чем низшие. Предложенный метод выделения полезного сигнала не противоречит описанному принципу обработки информации в слуховой системе, так как выделение полезного сигнала происходит на первых этапах обработки принятого сигнала и на низких уровнях разрешения.

4.3. ОЦЕНКА ЧАСТОТЫ ОСНОВНОГО ТОНА

Рассмотрим модели, описывающие процесс оценки частоты основного тона в слуховой системе и сравним их с предлагаемым методом.

В [4] на основе экспериментальных данных предлагается модель, описывающая процесс определения слуховой системой высоты звуков посредством временного анализа:

1) фильтрация с помощью слухового частотного анализатора входного сигнала;
2) кодировка временных особенностей формы волны сигнала в каждом частотном канале;
3) сигнал, представленный в импульсной форме, подаётся на блок предварительной оценки высоты; по каждому частотному каналу происходит оценка временного периода, соответствующего высоте звука;
4) по совокупности предварительных оценок периода происходит окончательное определение высоты звука.

Предлагается подробная реализация описанной модели оценки высоты звука [4].

Из экспериментальных данных [4] известно, что информация о частоте заключена не только в пространственной картине возбуждения нейронов, но также и во временной организации последовательности импульсов у каждого нейрона. Таким образом, при оценке высоты звука выполняется анализ сигнала во времени.

В [7] рассматривается два класса моделей, используемых при оценке частоты основного тона: спектральная модель, основанная на сопоставлении с образцом (эталоном), и временная модель, основанная на автокорреляции.

Модель, основанная на сопоставлении с образцом [25] предполагает, что основной тон воспринимается даже тогда, когда фундаментальная частота отсутствует в спектре. Восприятие основного тона выполняется за счёт того, что в спектре присутствуют гармоники, связанные с фундаментальной частотой.

Недостатки модели, основанной на автокорреляции, сводятся к тому, что нейрофизиологам не удалось подтвердить наличие линии задержки в слуховой системе.

Оба типа моделей используют результаты частотного анализа, выполняемого на периферии слуховой системы. Отмечается, что использование спектральной модели, основанные на принципе не нашли обоснование с точки зрений нейрофизиологии. Предполагается, что основные операции по определению частоты основного тона выполняются в нижнем двухолмии.

Метод оценки частоты основного тона, основанный на предлагаемой модели, заключается в следующем [26]:

1) анализируемый сигнал, по которому вычисляется высота звука, разбивается на сегменты;
2) вычисляется спектр каждого сегмента;
3) определяются характерные (ключевые) сегменты;
4) по каждому характерному спектру вычисляются замкнутые группы, его описывающие;
5) вычисляется расстояние между спектрами, описывающими похожие группы.

Результат работы алгоритма – наиболее часто встречающееся расстояние, и есть оценка высоты звука (частоты основного тона).

Сравнивая приведённые методы и модели оценки высоты звука необходимо отметить их подобие:

1) в предлагаемом методе первый и второй шаг обработки сигнала реализуется за счёт использования *U*-преобразования, которое также, как и метод, описанный в [4], позволяет выполнить частотное разложение сигнала и закодировать его временные особенности (области);
2) предлагаемый метод подобен автокорреляционному методу оценки частоты основного тона, однако за счёт того, что анализ зависимостей между данными выполняется не во временной области, а в частотной, к тому же по нескольким каналам (за счёт использования замкнутых групп), достигается высокая помехоустойчивость.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены вопросы информационных преобразований, реализуемых системой слухового восприятия. Приводятся аналогии предложенной модели информационных преобразований с реальными процессами, протекающими в слуховой системе. Приводятся примеры использования модели в практике обработки звуковых сигналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марр Д. Зрение. Информационный подход к изучению представления и обработки зрительных образов. М.: Радио и связь, 1987. – 400 с.
2. Утробин В. А. Физические интерпретации элементов алгебры изображения // Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174. – № 10. – С. 1089–1104.
3. Словарь. 3-е изд. Екатеринбург: Академический проект, Деловая книга. Серия: Gaudeamus, 2005. – 848 с.
4. Позин И. В. Элементы теории биологических анализаторов. М.: Наука, 1978. – 460 с.
5. Лабутин В. К., Молчанов А. П. Модели механизмов слуха. М.: Энергия, 1973.–200 с.
6. Aage R. Møller Hearing: its physiology and pathophysiology. Academic Press, 2000. – 515 p.
7. Meddis R., Lopez-Poveda E. A., Fay R. R., Popper A. N. Computational Models of the Auditory System. Springer, 2010. – 350 p.
8. Столярова Э. И. Моделирование механизмов слуховой обработки речевых сигналов // Речевые технологии. – 2010. – № 2С. – 31-44.
9. Люблинская В. В., Огородникова Е. А. От классической психоакустики к психоакустике речи // Речевые технологии. – 2010. – № 2. – С. 88-94.
10. Физиология речи. Восприятие человеком (Чистович Л. А., Венцов А. В., Гранстерм М. П. и др.). В серии «Руководство по физиологии». Л.: Наука, 1976. – 388 с.
11. Утробин В. А. Физико-математические интерпретации прогнозирующего восприятия и поведенческих свойств живых систем // Сложность. Разум. Постнеклассика. – 2013. – № 13. – С. 78-89.
12. Кодзасов С. В., Кривнова О. Ф. Общая фонетика // М.: РГГУ, 2001. – 592 с.
13. Delgutte B. Auditory Neural Processing of Speech // In Hardcastle W. J., Laver J. The Handbook of Phonetic Sciences. Blackwell Publishing, 1999. – pp. 507-538.
14. Бибиков Н. Г. Кодирование амплитудно-модулированного сигнала в кохлеарном ядре травяной лягушки // Акустический журнал. – 2002. – т. 48. – С. 447 – 460.
15. Сорокин В. Н., Чепелев Д. Н. Первичный анализ речевых сигналов // Акустический журнал. – 2005. – Т. 51. – № 4. – С.536-542.
16. Гудонавичюс Р. В., Заездный А. М., Чиставичюс А. Б. Автоматическое распознавание слов в конечном наборе по их структурным связям с неявным временем // Акустический журнал. – 1973. – Т. XIX. – Вып. 6. – С. 824 – 829.
17. Dallos, P. Response characteristics of mammalian cochlear hair cells. // J. Neurosci. 5. – 1985. – pp. 1591 – 1608.
18. Утробин В. А. Информационные модели системы зрительного восприятия для задач компьютерной обработки изображений: учеб. пособие. Н. Новгород: НГТУ. – 2001. – 234 с.
19. Утробин В. А. Компьютерная обработка изображений. Принятие решений в пространстве эталонов: учеб. пособие. – Н. Новгород: НГТУ. – 2004. – 221 с.
20. Утробин В. А. Компьютерная обработка изображений. Анализ и синтез: учеб. пособие. Н. Новгород: НГТУ. – 2003, 228 с.
21. Утробин В. А. Компьютерная обработка изображений. Информационные модели этапа понимания: учеб. пособие. Н. Новгород.: НГТУ. – 2006, 247 с.

22. Fontaine B., Steinberg L. J., Peña J. L. Sound envelope extraction in cochlear nucleus neurons: modulation filterbank and cellular mechanism // BMC Neurosci. – 2013. – 14.
23. Rieke F., Yamada W., Lewis E. R., Bialek W. Non-phase locked auditory cells and envelope detection // In Neural Systems: Analysis and Modeling. – Springer US. – 1993. – pp. 255 – 263.
24. Fitch, R. H., Miller, S., Tallal, P. Neurobiology of speech perception // Annual Review of Neuroscience. – 1997. – v. 20. – p. 331-353.
25. A. de Cheveigné Pitch perception models // In: C. J. Plack, A. J. Oxenham, R. R. Fay, A. N. Popper, Pitch Neural Coding and Perception. New York: Springer. – 2005. – pp. 169 – 233.
26. Гай В. Е. Метод оценки частоты основного тона в условиях помех // Цифровая обработка сигналов. – 2013. – № 4. – С. 65-71. назад к содержанию

АВТОМАТИЧЕСКАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ ДИКТОРА ПО ГОЛОСУ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГАУССОВЫХ СМЕСЕЙ И МЕТОДА ОПОРНЫХ ВЕКТОРОВ

Рахманенко И.А., Мещеряков Р.В., Коцубинский В.П.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), г. Томск

E-mail: ria@keva.tusur.ru

В докладе рассматриваются значимость вопроса идентификации диктора, основные методы текстонезависимой, автоматической идентификации диктора по голосу, наиболее широко распространенные на данный момент – с использованием гауссовых смесей (Gaussian Mixture Model - GMM), метода опорных векторов (Support Vector Machine - SVM). Приводятся методика, описание речевого корпуса, содержащего речевые сигналы 50 дикторов, и результаты проведения эксперимента по идентификации дикторов с использованием данных методов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос развития речевых технологий, включая проблему голосовой идентификации, стоит уже не один десяток лет в научном сообществе. Основная трудность, с которой сталкиваются ученые, состоит в том, что на данный момент не существует универсальных методов, позволяющих проводить идентификацию диктора по голосу с полной уверенностью в ее корректности в любых акустических условиях.

Существуют модели, работающие эффективно в «лабораторных» условиях, но теряющие эффективность при низком соотношении сигнал-шум. С распространением биометрических систем многофакторной аутентификации с применением голосовой аутентификации, банковских систем, использующих голосовую аутентификацию для подтверждения личности говорящего и предоставления доступа к личным данным, повышаются требования к точности идентификации. В настоящее время, одной из основных мер, используемых для измерения точности автоматических, текстонезависимых систем голосовой аутентификации, является величина одинаковой ошибки первого и второго рода (EER – Equal Error Rate). «К настоящему времени наилучшие исследовательские системы распознавания диктора характеризуются величинами EER порядка 3 – 5%». [1]. Такая точность является недостаточной для современных систем голосовой идентификации, так как в случае наличия большого числа пользователей, работающих с системой, будут возможны ошибки. А ошибки в системах, дающих доступ к важным данным, или позволяющих получить доступ к финансовым данным являются неприемлемыми.

К областям применения систем голосовой аутентификации относят системы многофакторной (биометрической) аутентификации и разграничения доступа с применением голосовой аутентификации, банковские системы, использующих голосовую аутентификацию для подтверждения личности говорящего и предоставления доступа к личным данным, обеспечение национальной безопасности. К данным областям предъявляются высокие требования к точности идентификации. Системы голосовой аутентификации, обладающие высоким уровнем ошибок, представляют опасность при применении данных систем.

Применение систем голосовой идентификации возможно и при проведении криминалистических экспертиз. Такие случаи можно отнести в особую категорию, когда диктор не согласен сотрудничать с системой. При разработке таких систем необходимо проявлять повышенный уровень внимания к точности идентификации, чтобы при проведении экспертиз как субъект, которого пытаются идентифицировать,

не ушел от наказания, так и субъект, являющийся невиновным в совершении преступления, не был ложно обвинен.

Системы, распознающие диктора по голосу можно разделить на 2 вида: системы, позволяющие идентифицировать конкретного человека и системы, подтверждающие (верифицирующие) личность. Кроме того существуют схожие по цели системы, позволяющие отделить одного диктора от другого в потоке слитной речи [2]. Представленная в данной работе система решает задачу идентификации в закрытом множестве дикторов, т.е. решается проблема определения идентификатора диктора, чей речевой сигнал был предоставлен системе. При этом наличие внешних по отношению к системе дикторов (нарушителей) не учитывается.

2. ПРОСТРАНСТВО ПРИЗНАКОВ

В данной работе в качестве признаков речи, так же как и во многих других работах по идентификации диктора, используется метод мел-кепстрального преобразования спектра речевых сигналов (метод впервые предложен в [3]). Мел-кепстральные коэффициенты сокращенно обозначаются как MFCC – Mel Frequiency Cepstral Coefficients. Схема этого метода такова: на интервале времени в 10 – 20 мс вычисляется текущий спектр мощности, а затем применяется обратное преобразование Фурье от логарифма этого спектра (кепстр), и находятся коэффициенты кепстра [1]. В системах голосовой идентификации используют от 10 до 30 коэффициентов. Часто используются первые и вторые разности по времени кепстральных коэффициентов, что втрое увеличивает размерность пространства принятия решений, но улучшает эффективность распознавания диктора [4].

Представлена общая схема получения речевых признаков (Рис. 1). В представленной системе для вычисления мел-кепстральных коэффициентов использовались окна Хэмминга длиной 20 мс, смещение окон – 10 мс. После этого, применялось дискретное преобразование Фурье.

Затем производился переход к шкале мел, вычисление которой, зная обычную частоту, можно представить формулой (1). Данная шкала является линейной в области низких частот, а после 1000 Гц становится логарифмической. В процессе перехода весь спектр разделяется на несколько частей и вычисляется энергия в каждой из этих частей (Рис. 2). Этот переход производится для повышения точности системы голосовой идентификации, т.к. человеческий слух также не является одинаково чувствительным к разным полосам частот. Затем производится вычисление кепстра – вычисляется обратное преобразование Фурье от десятичного логарифма прямого преобразования Фурье.

$$f_{мел} = 1125 \ln(1 + \frac{f}{700}) \quad (1)$$

Всего было использовано по 13 признаков на каждое окно речевого сигнала, куда входит 12 первых мел-кепстральных коэффициентов и энергия сигнала. Энергия вычисляется как сумма мощностей отдельных частей сигнала в заданном окне. Не использовались первая и вторые разности кепстральных коэффициентов и энергии сигнала, т.к. при их добавлении к пространству признаков снижалась точность идентификации.

Несмотря на то, что в спектре речи нет характеристик, четко позволяющих различать дикторов, было показано, что его можно эффективно использовать при решении задач идентификации по голосу [5]. Это происходит благодаря тому, что спектр отражает структуру речевого тракта человека, которая является основным физиологическим фактором, позволяющим различать голоса. Также, важной является устойчивость выбранной характеристики к помехам, так как влияние шумов и помех может снизить точность системы.

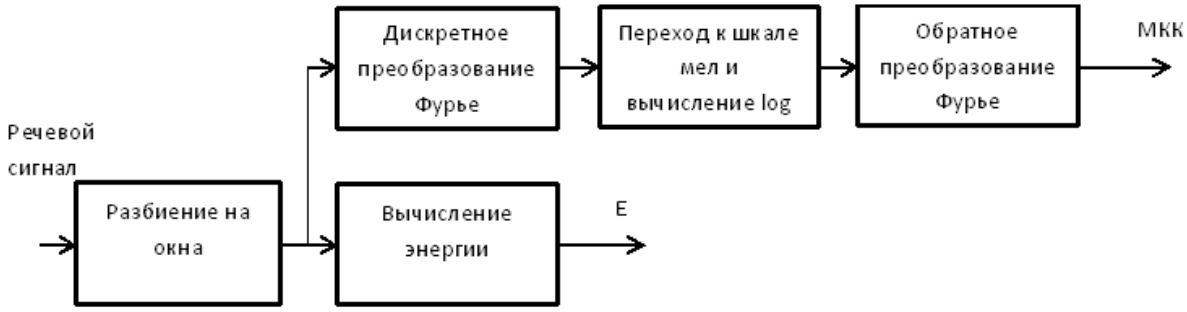


Рис. 1. Общая схема получения речевых признаков

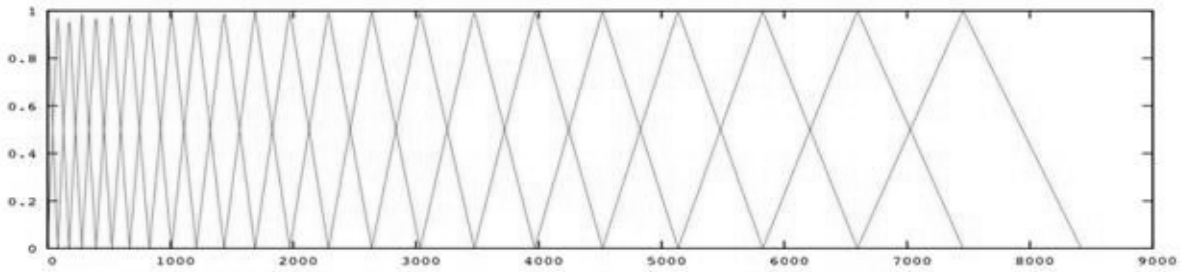


Рис. 2. Разделение спектра на части в соответствии со шкалой мел

3. ГАУССОВЫ СМЕСИ

После решения вопроса выбора характеристик, уделяют внимание методу построения решающих правил. Наиболее популярны метод аппроксимации плотности вероятности в пространстве признаков взвешенной смесью гауссовых распределений (GMM – Gauss Mixture Models), метод опорных векторов (SVM – Support Vector Machines), метод скрытых Марковских моделей (HMM – Hidden Markov Models), искусственные нейронные сети, а также модификации факторного анализа [1]. В данной работе основным методом является гауссова смесь.

Гауссова смесь является взвешенной суммой из M плотностей вероятности, может быть представлена формулой (2), где $\vec{x}$ – D-мерный вектор случайных величин, D – размерность пространства признаков; $b_i(\vec{x})$, i = 1,…,M – функции плотности распределения составляющих модели и p_i, i = 1,…,M – веса компонентов смеси. Целиком модель гауссовой смеси можно описать множеством векторов математического ожидания $\vec{\mu}_i$, ковариационных матриц Σ_i и весов смесей каждого компонента модели p_i. Эти параметры записываются в виде нотации: $\lambda = \{p_i, \vec{\mu}_i, \Sigma_i\}$, i = 1,…,M. Для задачи идентификации диктора, каждый из них представляется своей гауссовой смесью и соответствующей ей моделью λ [6].

$$p(\vec{x} \mid \lambda) = \sum_{i=1}^{M} p_i b_i(\vec{x}) \qquad (2)$$

Гауссовы смеси используют в задачах идентификации диктора благодаря двум наблюдениям [6]. Во первых, было замечено, что индивидуальные компоненты смеси могут моделировать некоторое множество акустических классов. Данное множество представляет собой набор конфигураций голосового тракта диктора, что позволяет использовать их в целях идентификации. При этом i-ый акустический класс представляется компонентом смеси λ_i. Акустические классы являются «скрытыми», так как в обучающих и контрольных данных они не размечены. Если предположить,

что векторы признаков независимы друг от друга, то гауссова смесь описывает эти классы через плотность распределения наблюдаемых векторов признаков.

Во вторых, линейная комбинация нормальных распределений может представлять большое множество распределений акустических признаков. Достоинством гауссовой смеси является способность точной аппроксимации распределений произвольной формы. Можно сказать, что гауссова смесь представляет собой нечто среднее между методом векторного квантования, где распределение признаков представлено дискретным множеством шаблонов, и одним гауссовым распределением, с единственным вектором математических ожиданий и ковариационной матрицей.

4. МАШИНА ОПОРНЫХ ВЕКТОРОВ

Машина опорных векторов (метод опорных векторов) является одним из популярных методов, используемых в задачах машинного обучения и задаче идентификации диктора по голосу. Машина опорных векторов [7] является двух классовым классификатором, построенным на суммах функции ядра $K(\cdot,\cdot)$ (3), где t_i идеальные выходы (1 или -1, в зависимости от принадлежности опорного вектора классу 1 или -1), $\sum_{i=1}^{L} \alpha_i t_i = 0$, $\alpha_i > 0$. Вектора x_i – опорные вектора.

$$f(x) = \sum_{i=1}^{L} \alpha_i t_i K(x, x_i) + d \qquad (3)$$

Этот метод позволяет построить гиперплоскость в многомерном пространстве, разделяющую два класса, например, параметров целевого диктора и параметров дикторов из референтной базы. Гиперплоскость вычисляется с использованием не всех векторов параметров, а только специально выбранных. Эти вектора и называются опорными [1].

Выбор ядра является одним из ключевых моментов при использовании машины опорных векторов. Для задачи идентификации диктора по голосу используются как обычные ядра – линейное ядро, радиально-базисное ядро, так и специальные ядра, например ядро Фишера.

В описываемой системе было использовано радиально-базисное ядро (4), для решения задачи классификации один против одного. Было замечено, что при использовании только гауссовой смеси при идентификации, происходили ошибки, при этом результаты классификации для наиболее вероятного и следующего по вероятности дикторов отличались ненамного. Для устранения данного недостатка использовалась машина опорных векторов, на основе C-SVM классификатора с параметрами C = 128, $\gamma = 0.5$ в составе пакета LIBSVM [8].

$$K(x, x_i) = \exp(-\gamma \mid x - x_i \mid^2) \qquad (4)$$

5. ЭКСПЕРИМЕНТ

Был проведен эксперимент с использованием речевого корпуса, из которого были выбраны речевые сигналы 50 дикторов, по 25 человек мужского и женского пола. Речевые сигналы представляют собой записи произнесенных без предварительной подготовки предложений, взятых из художественной литературы, или поговорок [9]. Суммарная длина речевого материала для каждого из дикторов, представленных в данном речевом корпусе, составляет не менее 5 минут. Записи были произведены с частотой дискретизации 8000 Гц, разрядность 16 бит.

При проведении эксперимента, проводилась 10-кратная валидация последовательным случайным сэмплированием. В каждой из итераций, речевой материал разбивался случайным образом на обучающую и контрольную выборки. Было использовано 3 различных длины обучающей выборки, составляющие 30, 60 и 90

секунд для каждого диктора. Весь речевой материал, оставшийся незадействованным в обучении модели диктора, был задействован в тестировании. Длина одного тестового речевого образца – 10 секунд.

В случае совпадения номеров диктора, которому принадлежал тестовый речевой образец, и диктора, распознанного в результате работы программы, данный речевой образец считается распознанным правильно. Финальная оценка корректности распознавания диктора, рассчитывается как отношение числа правильно распознанных образцов к общему числу тестовых образцов. Результаты проведения эксперимента с использованием только гауссовой смеси приведены в таблице 1, где N – количество элементов в гауссовой смеси, $T_{обуч}$ – длительность обучающей выборки.

Таблица 1. Усредненные результаты корректности идентификации в зависимости от числа компонентов модели и длины обучающих данных, %

$T_{обуч}$,с / N	30	60	90
8	74,3	79,4	81,2
16	80,9	87,7	89,4
32	84,2	92,4	93,6
64	79,9	92,2	94,8
128	77,8	92,5	95,6

Как видно из таблицы, существует прямая зависимость между длиной обучающей выборки $T_{обуч}$ и правильностью идентификации. Очевидно, что чем больше длина обучающей выборки, тем больше число правильно идентифицированных речевых сегментов. Кроме того, заметно, что при меньшем количестве компонентов гауссовой смеси, результаты эксперимента лучше на малой обучающей выборке, в том время как на большой выборке влияние практически не заметно.

Также, в ходе эксперимента было замечено, что в результате процесса идентификации, большая часть (более 50%) ошибок идентификации приходится на определенных дикторов. Данные дикторы делали частые паузы при произнесении фраз. Выбор модели диктора происходит некорректно, вследствие того, что больший вес в данном случае придавался моделируемому состоянию паузы. Следовательно, в том случае, когда во фразе любого другого диктора встречалась одна или несколько пауз, модели данного диктора имели меньшую оценку, чем модели дикторов с большим количеством пауз в обучающем наборе. Для уменьшения данной ошибки необходимо удаление пауз из исходного речевого материала.

Далее был проведен эксперимент с совместным использованием гауссовой смеси и машины опорных векторов. Для того, чтобы не использовать машину опорных векторов для проверки каждого из тестовых образцов, был введен порог. Данный порог позволяет использовать машину опорных векторов только в том случае, когда разница между результатом классификации гауссовой смесью наиболее вероятного и следующего по вероятности дикторов отличались ненамного (0.1). Сравнение результатов идентификации дикторов с использованием только гауссовой смеси и с использованием еще и машины опорных векторов в случае использования обучающей выборки длиной 90 секунд приведены в таблице 2, где N – количество элементов в гауссовой смеси.

Таблица 2. Усредненные результаты корректности идентификации с использованием гауссовой смеси, и гауссовой смеси совместно с машиной опорных векторов, %

N	Гауссова смесь	Гауссова смесь и машина опорных векторов
8	81,2	81,5
16	89,4	90,3
32	93,6	94,6
64	94,8	95,2
128	95,6	96,8

Из результатов, представленных в таблице 2, видно, что корректность идентификации при использовании гауссовой смеси и машины опорных векторов увеличилась, что говорит об успешности применения данной методики.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная система голосовой идентификации на основе модели гауссовой смеси и машины опорных векторов позволяет производить корректную идентификацию с точностью более 96%. Данная точность соответствует уровню современных систем голосовой идентификации, однако недостаточно высока для реального применения. В дальнейшем планируется провести исследование методов, позволяющих увеличить точность идентификации, провести оценку влияния различных каналов получения речевых данных на точность идентификации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сорокин В.Н., Вьюгин В.В., Тананыкин А.А. Распознавание личности по голосу: аналитический обзор // Информационные процессы. – 2012. – Т. 12. – №1. – С. 1-30.
2. Campbell J. Speaker recognition: a tutorial // Proc. IEEE. – 1997. – v.85. – N9, - p. 1437–1462.
3. Davis S., Mermelstein P. Comparison of parametric representations for monosyllabic word recognition in continuously spoken sentences // IEEE Trans. Acoustics, Speech, Signal Process. – 1980. – v.28. – №4. – p. 357–366.
4. Zhang Sh.-X, Mak M.-W. A new adaptation approach to high-level speaker-model creation in speaker verification // Speech Communication. – 2009. – v. 51. – p. 534-550.
5. B. Atal. Automatic recognition of speakers from their voices // Proc. IEEE. – 1976. – v. 64. – p. 460-475.
6. Reynolds D., Rose R. Robust text-independent speaker identification using Gaussian mixture speaker models // IEEE Trans. on speech and audio processing. – 1995. – v.3 – №1. – p.72-83.
7. W. M. Campbell, D. E. Sturim, D. A. Reynolds, A. Solomonoff. SVM Based Speaker Verification using a GMM Supervector Kernel and NAP Variability Compensation // ICASSP 2006 Proceedings. – 2006. – v. 1. – p. 1-4.
8. Chih-Chung Chang, Chih-Jen Lin. LIBSVM : a library for support vector machines // ACM Transactions on Intelligent Systems and Technology. – 2011. – v.2. - №3.– p.1-27.
9. Хлебников В.С., Черных Д.В. Создание речевого корпуса для систем автоматического распознавания речи // IV Международная студенческая научно - практическая конференция «Интеллектуальный потенциал XXI века: ступени познания». – 2006. – Ч. 2.

назад к содержанию

ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РЕЧИ

Собакин А.Н

Московский государственный лингвистический университет, Москва

E-mail: ansobakin@yandex.ru

Импульсное преобразование речи позволяет перейти непосредственно от речевого сигнала (от осциллограммы) к импульсной последовательности, синхронной с периодом колебаний голосовых связок для озвученных участков речи. Форма выделенных импульсов полностью определяется колебательными характеристиками голосовых связок в процессе речеобразования. Приведены возможные модификации метода и результаты исследования естественных речевых сигналов.

Введение

Фонационная структура речи состоит из четырех основных типов источников возбуждения речевого тракта: голосовое (тональное) возбуждение, шумовое (турбулентное) возбуждение, смешанное возбуждение и взрыв (импульсное возбуждение).

Голосовой источник обладает с точки зрения восприятия речи наибольшей информационной емкостью из всех указанных источников [1]. Этот источник образуется колебаниями голосовых связок, превращающими непрерывный воздушный поток из легких в квазипериодическую последовательность импульсов основного тона [2, 3]. Модельно он может быть представлен в виде пульсирующего воздушного потока с периодом основного тона.

Метод импульсного преобразования речи (ИПР) основан на линейной модели речеобразования и позволяет непосредственно без использования дополнительных датчиков измерения воздушного давления перейти от речевого сигнала (от осциллограммы) к импульсной последовательности, синхронной с периодом колебаний голосовых связок для озвученных участков речи. При этом форма выделенных импульсов полностью определяется колебаниями голосовых связок в процессе речеобразования.

Теоретические основы метода.

Метод основан на линейной модели процесса речеобразования в виде рекуррентного уравнения (1) [4]:

$$x_n + a_1 x_{n-1} + \ldots + a_p x_{n-p} = h_n. \qquad (1)$$

в котором значения x_{n-k} (k = 0, 1,…, p) и h_n определяют соответственно речевые колебания и голосовой источник, коэффициенты $a_1, a_2,\ldots,a_p$ - состояние речевого тракта, p – порядок модели. Значения x_n и h_n соответствуют отсчетам речевого сигнала и источника в дискретные моменты времени кратные периоду дискретизации T речевого сигнала по времени (n T).

Один период колебаний голосовых связок T_0 состоит из импульса основного тона T_1 и интервала сомкнутых связок T_2 ($T_0 = T_1 + T_2$) [5]. На интервале сомкнутых голосовых связок T_2 возбуждающую функцию h_n можно приближенно считать равной нулю и система (1) находится в режиме свободных колебаний. Напротив при разомкнутых голосовых связках на интервале T_1 наблюдаются вынужденные колебания под воздействием импульса основного тона.

Рассмотрим систему векторов $\boldsymbol{x}_m$, образованных из соответствующих осчетов речевого сигнала $\{x_m, x_{m-1}, \ldots, x_{m+N-1}\}$ для $m = k, k-1,\ldots,k-p$,где N размерность векторного пространства.

Если все координаты векторов системы x_m соответствуют сомкнутым голосовым связкам, то в силу уравнения (1) они являются линейно зависимыми, в противном случае при захвате импульса основного тона -линейно независимыми.

Индикатором линейной зависимости и независимости системы векторов и, следовательно, индикатором свободных и вынужденных колебаний линейной системы (1) на одном периоде основного тона может служить определитель автокорреляционной матрицы $R_{(p+1)\times(p+1)}(k)$, построенной на векторах системы [6]:

$$M_p(k, N) = detR_{(p+1)\times(p+1)}(k) \quad (2)$$

где $M_p(k, N)$ – текущее значение оопределителя, $(p+1)$ – порядок матрицы, N – размерность векторного пространства.

Элементы r_{ij} матрицы $R_{(p+1)\times(p+1)}(k)$ вычисляются по отсчетам речевого сигнала в виде скалярных произведений векторов x_i и x_j соответственно:

$r_{ij}=(x_i, x_j)$, для $i,j= k,\ldots,k-p$. (3)

Равенства (2), (3) позволяет вычислять по речевому сигналу текущее значение определителя автокорреляционной матрицы, при этом величины p и N являются параметрами этого импульсного преобразования речи (ИПР).

Геометрическая интерпретация метода и его модификации.

Геометрически предложенное преобразование в виде определителя автокорреляционной матрицы равно квадрату объема параллелепипеда, построенного на векторах системы x_m для $m = k, k-1,\ldots,k-p$ [6].

Величина объема параллелограмма при выбранных параметрах p и N зависит от характеристик импульса основного тона и полностью ими определяется.

Исходя из сделанных выше теоретических предпосылок, ИПР обладает следующими свойствами:

- на интервалах смыкания голосовых связок речевой сигнал полностью компенсируется и становится близким к нулю;
- на интервалах размыкания речевые колебания преобразуются в положительный импульс;
- форма получающегося импульса отражает форму импульса основного тона;
- параметры речевого тракта при этом не оцениваются и в вычислительном процессе не используются.

Приведем возможные модификации ИПР, сохраняющие его положительные свойства.

Первое изменение ИПР представлено в работе [7] и состоит в замене сложной процедуры (2) на упрощенный вариант вычисления квазиопределителя методом Сарюса [6], распространенного на автокорреляционные матрицы более высокого порядка ($p+1$□3).

В работе [8] рассматривается второе изменение ИПР. Оно связано с геометрической интерпретацией ИПР: квадрат объема параллелограмма можно приближенно вычислить в виде произведения квадратов длин векторов, образованных отсчетами сигнал - остатков линейного предсказания порядка k = 0,1, … p.

Результаты исследований речевых сигналов методом ИПР.

В качестве естественных звуков речи в работе рассматривались гласные звуки речи в изолированном варианте и в ударном варианте в словах. Запись речевых сигналов производилась в акустической кабине с использованием микрофона Shure SM48 с частотой дискретизации 48000 отсчетов в секунду и с 16 битами на отсчет для кодирования амплитуды речевых колебаний.

Речевые сигналы пропускались через фильтр, частотная характеристика которого имитировала полосу пропускания телефонного канала (300 Гц – 3400 Гц). Подавление сигнала на граничных частотах (нулевой и 4000 Гц) было не менее 60 дБ. Полученные в результате фильтрации сигналы разряжались в отношении 1:5, при этом частота дикретизации по времени равнялась 9300 Гц.

В приводимых примерах исследования речевых сигналов параметры преобразования ИПР принимали фиксированное значение: порядок ***p*** модели речеобразования равнялся шести (соответствует трем формантам в полосе пропускания полосового фильтра), а значение ***N*** размерности векторов полагалось 60 (соответствует эффективному значению окна анализа порядка 6,5 мс).

Пример исследования изолированного гласного [*а*] диктора I (пол диктора: мужской; возраст диктора: 21 год) приведен на рис. 1.

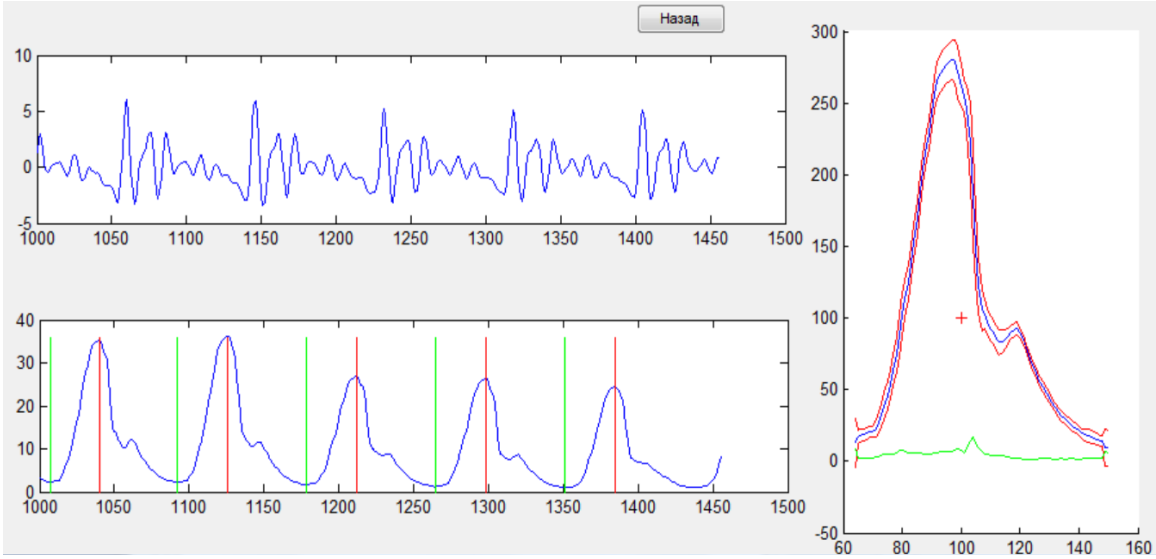


Рис. 1. Речевой сигнал (фонема [а] верхний график), ИПР (нижний график) и усредненный импульс (правый график).

Применение ИПР к исследованию ударного гласного [*а*] в слове «*матр**а**с*» позволяет существенно упростить исходную структуру колебаний речевого сигнала и в соответствии с теоретическими предположениями преобразовать их в импульсную последовательность синхронную с периодом основного тона (с периодом колебаний голосовых связок).

Полученная по речевым колебаниям импульсная последовательность (нижний график) позволяет выделить пять соседних импульсов, нормировать их по амплитуде и произвести статистическую обработку: вычислить усредненный импульс и среднеквадратическое отклонение (правый график на рис.1). Предварительно для каждого импульса выделялись координаты его центра как центра образованной геометрической фигуры (площади фигур левее и правее, выше и ниже центра приравнивались соответственно друг другу).

Координаты центров импульсов совмещались по оси абсцисс, после чего импульсы умножались на величину обратно пропоциональную ординате центров. Таким образом, производилось нормирование импульсов по по амплитуде.

На рисунке 2 представлены усредненные импульсы ударных гласных диктора I в словах «бар**а**нка», «матр**а**с», «самов**а**р», «пит**а**тельный», «амет**и**ст», «губ**и**тельный».

На рисунке 3 в качестве примера приведены усредненные импульсы двух дикторов: диктора I (верхние графики) и диктора II (нижние графики, пол:женский, возраст 20 лет) для шести изолированных русских гласных [**и**], [**о**], [**у**], [**э**], [**а**], [**ы**].

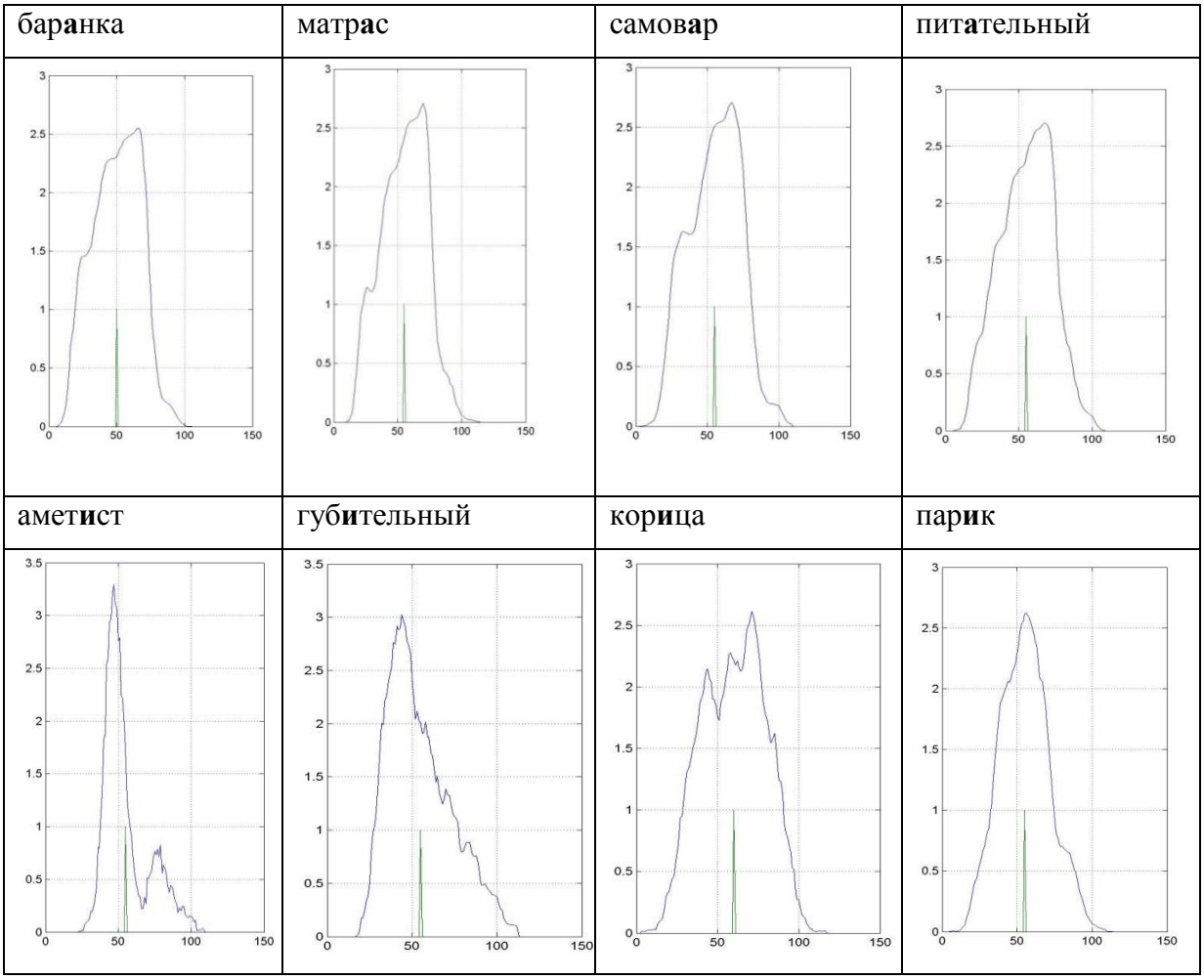


*Рис. 2. Усредненные импульсы шести ударных гласных диктора I в словах «бар**а**нка», «кар**е**та», «кор**и**ца», «кор**ы**то», «пор**о**ги», и «стар**у**ха».*

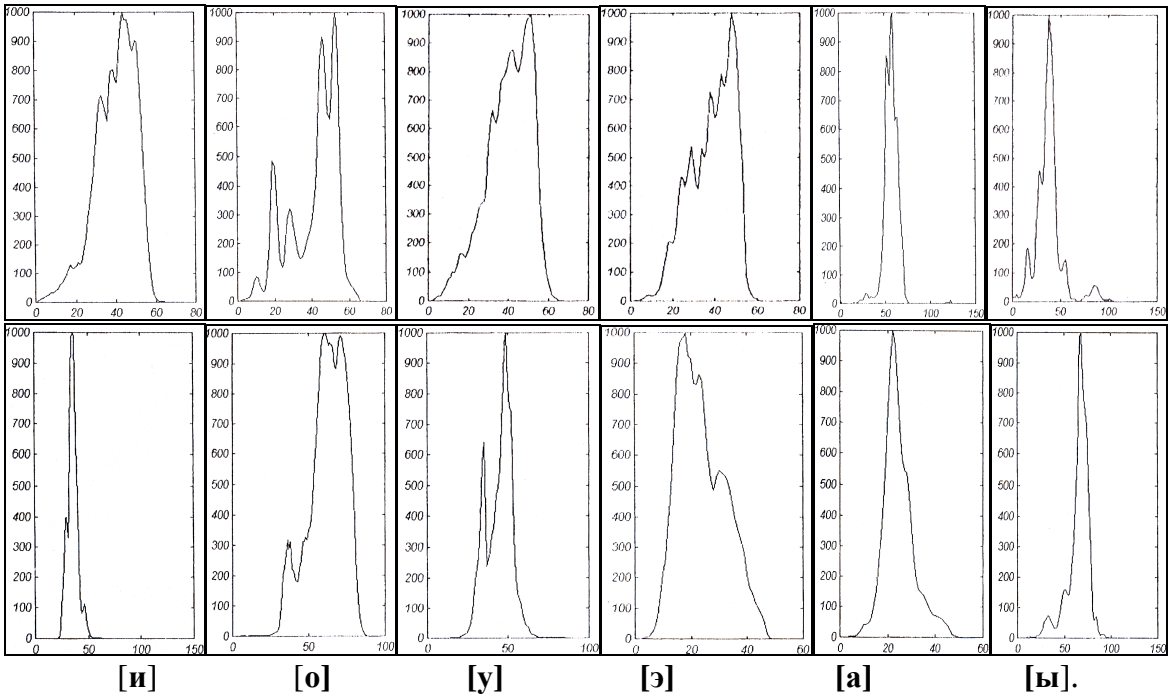


*Рис. 3. Усредненные импульсы для для шести изолированных русских гласных **[и], [о], [у], [э], [а], [ы]** двух дикторов: диктора I (верхние графики) и диктора II (нижние графики).*

ИПР применялся также для исследования речевых сигналов в системе Skype [9] и показал свою эффективность и работоспособность.

В работе [10] метод применялся для выделения интервалов сомкнутых голосовых связок, на которых определялись несмещенные оценки параметров речевого тракта, то есть коэффициенты $a_1, a_2,\ldots,a_p$ модели речеобразования. Затем из уравнения (1) вычислялись значения функции возбуждения h_n и определялась форма импульсов основного тона.

Приведенные результаты исследования речевых сигналов методом ИПР позволяют сделать следующие выводы:

1. функционирование голосовых связок существенно зависит от прозносимого звука речи;
2. голосовой источник речи сохраняет индивидуальные характеристики диктора в процессе речеобразования, что может использоваться при решении проблемы идентификации и верификации дикторов.

В работе [8] рассмотрен широкий диапазон опробированных значений параметров ИПР, при которых сохраняются указанные свойства метода. Значение ***p*** порядка модели речеобразавония варьировалось в пределах от двух до десяти, это соответствует учету от двух до пяти формант в рассматриваемом диапазоне частот. Эффективное значение *NT* окна анализа изменялось от 1,5 до 20 мс.

Указанные выводы требуют дальнейших исследований с вариациями параметров ИПР и существенного накопления экспериментального материала на расширенном корпусе речевого материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ondrachkova J. Glottographical research in sound Groups // Модели восприятия речи. Международный психологический конгресс. –М.,1966.-Л., 1966. –P. 90-94.
2. Holmberg T.B., Hillow R.E., Perkell J.S. Glottal airflow and transglottal air pressure measurements for male and female speakers in soft, normal and loud voice// J. Acoust. Sos. Am.-1988.-84, №2 – P. 511-529.
3. Cranen B. and Boves L. Pressure measurements during speech production using Semiconductor miniature pressure transducers: Impact on models for speech production // J. Acoust. Soc. Am. - 19856. - 77. - N 4. - P. 1543-1551.
4. Фант Г. Акустическая теория речеобразования: Пер. с англ. – М.: Наука, 1968. – 284с.
5. Галунов В.И., Тампель Н.Б. Механизм работы голосового источника / Акустический журнал. – М.: - 1981. – Т. 27. – Вып. 3. – С. 321-334.
6. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. – М.: Наука, 1967. – 567 с
7. Собакин А. Н. Исследование голосового источника речи//Сборник трудов XXII сессии РАО. Т. 3: Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. – М. ГЕОС, 2010 – 52-56 с
8. Собакин А.Н. Артикуляционные параметры речи и математические методы их исследования. Монография// Вестник МГЛУ.– Вып. 517. – М.: МГЛУ, 2006. – 220 с.
9. Р.К. Потапова, А.Н. Собакин, А.В. Маслов. О возможности идентификации говорящего с использованием Skype-канала (на базе акустических параметров). Сб. тр. XIV Международная научно-техническая конференция «Технология и высокие технологии XXI века». НПФ «САКВОЕЕ». Воронеж Россия. 2013. С. 75-84.
10. Собакин А.Н. Выделение импульсов основного тона по речевому сигналу. XXII сессия РАО: Современные речевые технологии. Сб. тр. – М.: ГЕОС. –2010б. – С. 48–52.

назад к содержанию

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ К ИЗУЧЕНИЮ АКУСТИКИ ДЕТСКОЙ РЕЧИ

Ляксо Е.Е., Фролова О.В., Григорьев А.С.

Санкт-Петербургский государственный университет, биологический факультет, кафедра Высшей нервной деятельности и психофизиологии, Группа по изучению детской речи, Санкт - Петербург

E-mail: lyakso@gmail.com

Настоящее исследование проводится в рамках изучения становления акустического аспекта детской речи и направлено на определение формантной структуры гласноподобных звуков в вокализациях младенцев и гласных речи детей и ее приближения к соответствующим значениям гласных в нормативной речи взрослых. С целью организации речевого материала осуществлена запись и созданы базы данных вокализаций и речи русских детей от рождения до 7-летнего возраста: "INFANT.RU" - содержит записи речи/звуков 187 детей от 3-х месяцев до 7 лет, и "CHILD.RU" - содержит записи речи 150 детей в возрасте от 4 до 7 лет. На основе комплексного подхода, включающего перцептивный, фонетический, спектрографический анализ вокализаций младенцев (n=100) и речевых сигналов детей 2-7-летнего возраста (n=150), описана динамика длительности, значений частоты основного тона (ЧОТ) и формантных частот гласноподобных звуков и гласных из слов детей 2-7-летнего возраста. Выявлена специфика звукогенерации в разных эмоциональных состояниях, прослежены акустические характеристики речи ребенка на разных этапах овладения навыком чтения. Установлено, что состояние дискомфорта характеризуется высокими значениями ЧОТ; отражение комфортного состояния характеризуется значениями ЧОТ ниже, чем в дискомфортных сигналах. При анализе спонтанной речи и читаемых слов у детей 5–7 лет показано, что на начальном этапе формирования навыка чтения, при чтении длительность ударных гласных в словах больше, чем в словах спонтанной речи, площадь формантных треугольников для ударных гласных при чтении больше, чем в спонтанной речи.

Одним из направлений исследований речевого онтогенеза является изучение становления акустических характеристик речи детей. Наибольшее число исследований на материале разных языков посвящено анализу ранних вокализаций младенцев [1, 2]. Единичными являются сведения об акустических характеристиках речи детей дошкольного возраста [3]. Изучение акустического аспекта становления речи в онтогенезе требует наличия достаточного количества аудиозаписей, организованных определённым образом, позволяющим получать валидную информацию об условиях записи, аппаратуре, программном обеспечении. Этим условиям, как правило, соответствуют речевые базы данных и/или корпуса речевых данных. Однако на сегодняшний день существует ограниченное количество баз данных детской речи, или они имеют узко специализированную направленность, что обусловлено недостаточной изученностью акустики детского речевого сигнала и, как следствие, проблематичностью применения существующих технологий для распознавания детской речи. Преимущественно на материале английского языка, создаются базы данных, позволяющие разрабатывать подходы к автоматическому распознаванию детской речи [4]. Автоматическое распознавание речи детей школьного возраста имеет большое значение для создания компьютерных программ, позволяющих объективно оценивать и корректировать процесс овладения ребенком навыком чтения. Для решения вопросов о возможности речевого взаимодействия ребенка с компьютером, для задач диагностики и исправления речевых нарушений, большое значение имеют базы данных, содержащие вызванную, спонтанную и эмоциональную речь детей различного возраста. Такие базы данных созданы на материале английского, шведского, немецкого, итальянского венгерского, словенского языков [5, 6]. Исторически сложившаяся языковая специфика артикуляционных укладов не позволяет напрямую перенести данные, полученные на материале разных языков, на русский язык.

Группой по изучению детской речи биологического факультета СПБГУ созданы базы данных звуков и речи русских детей в возрасте от 3-х месяцев до 7 лет «INFANTRU» и «CHILDRU», которые являются первыми базами детской речи на материале русского языка [7]. База звуков и речи детей первых трех лет жизни «INFANTRU» содержит лонгитюдные записи речи/звуков 187 детей, представленные 5-минутными фрагментами и отдельными сигналами, произнесёнными ребенком в различных психоэмоциональных состояниях. Записи выполнены в условиях спонтанного произнесения и взаимодействия ребенка с матерью. База «CHILDRU» содержит записи речи 150 детей в возрасте от 4 до 7 лет и является продолжением базы «INFANTRU». Запись речевого материала детей 4-7 лет выполнена в ситуациях взаимодействия с взрослым: спонтанная речь, ответы на вопросы, чтение, стихи или пересказ рассказа, счет и алфавит, игра. В базу «CHILDRU» внесена информация о детях, о матери, условиях записи и записывающей аппаратуре. Диалоги детей с взрослыми, отдельно произнесённые фразы детей, слова, слоги и звуки интерпретированы в орфографическом представлении. Слова, которые дети произносили с ошибками, транскрибированы в символах международного фонетического алфавита. Для работы с базами данных созданы программы, позволяющие выбрать речевой материал в зависимости от возраста и ситуации для всех и для каждого из детей. Базы данных звуков и речи детей «INFANTRU» и «CHILDRU», помимо самостоятельной ценности, как первой для русского языка систематической коллекции звукового и речевого материала детей в возрасте от 3 мес. до 7 лет, являются хорошей основой для различных научных исследований.

Материалы, представленные в базах данных, позволили провести ряд исследований, посвященных изучению становления акустического аспекта речи от появления первых гласноподобных звуков до четко произносимых слов и фразовой речи у детей предшкольного возраста. Все исследования включают перцептивный экспертный анализ звуков и речи детей (в зависимости от изучаемого возраста и задач исследования), фонетическое описание, спектрографический анализ. Они проводятся на валидной выборке материала, позволяющей получить статистические закономерности и выявить индивидуальные особенности формирования акустического аспекта речи ребёнка. Анализ вокализаций детей 3 мес. - 12 мес. (n=100) и речепродукции детей 2 - 7 лет (n=150) заключался в определении характеристик гласноподобных звуков и гласных и включал: 1) перцептивный анализ, на основании которого носители языка (аудиторы) выносили суждение о принадлежности слышимого звука к определенной фонеме; 2) фонетическое описание выделенных аудиторами гласных; 3) спектрографический анализ гласных, включающий определение частоты основного тона (ЧОТ), формантных частот (F1, F2), длительности гласного и тех же характеристик на стационарном участке гласного. Под стационарным понимали участок, на протяжении которого значения частот формант постоянны, артикуляция практически не меняется [8]. Последовательность этапов обработки речевого материала для детей разных возрастов была идентичной.

В ходе работы показано, что длительность гласноподобных звуков детей на уровне тенденции снижается с 3 мес. (188 мс, медиана) к 12 мес. (176 мс). В словах детей 3 лет и 4 лет длительность гласных (212 мс и 195 мс - соответственно) имеет максимальные значения, затем снижается к 5 годам ($p<0,05$ - критерий Манн-Уитни). Минимальные значения длительности гласных (129 мс) отмечаются к 7 годам (рис. 1 А). Начиная с 3 лет и до 7 лет, длительность ударного гласного и его стационарного участка статистически значимо выше длительности безударного гласного (рис. 1 Б), при максимальных различиях значений для гласных из слов 3-летних детей. Исключение представляют данные для гласных из слов детей 5 лет, в которых значения длительности ударного гласного на уровне тенденции ниже длительности безударного гласного.

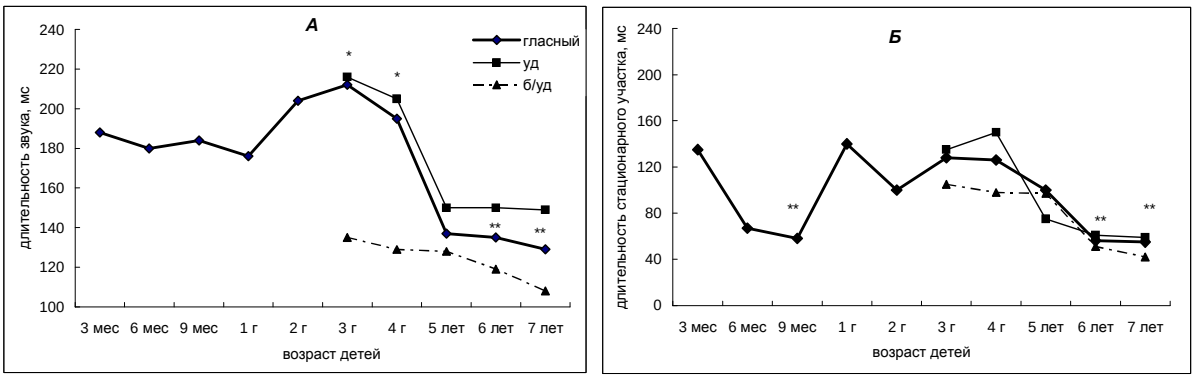


*Рис. 1. Длительность гласноподобных звуков детей 3-12 мес. и гласных из слов детей 2 - 7 лет. А – длительность гласных, Б – длительность стационарных участков гласных. По горизонтали - возраст, мес.; по вертикали – длительность, мс. Толстая линия с ромбом – значения длительности гласного (А) и его стационарного участка (Б); тонкая линия с квадратом – то же для ударного гласного, пунктир с треугольником – тоже для безударного гласного. * - p<0,05, ** - p<0,01*

ЧОТ гласноподобных звуков имеет максимальные значения на протяжении первого года жизни ребенка (350 - 700 Гц; медианные значения: 495 Гц, 482 Гц, 512 Гц, 446 Гц – соответственно в 3 мес., 6 мес., 9 мес., 12 мес.). Выявлена тенденция к снижению значений ЧОТ гласных с возрастом ребенка, при значимом (p<0,01) понижении с 6 лет к 7 годам (рис. 2 А). Значения ЧОТ ударных гласных в словах детей 3-летнего возраста составляют 384 Гц, 7-летнего возраста – 258 Гц; безударных гласных - 302 Гц и 258 Гц (соответственно). Сравнение ударных и безударных гласных без учета контекста и качества гласного выявило их различия по значениям ЧОТ в словах детей 3, 4 и 6 лет, и отсутствие значимых различий в словах 7-летних детей (рис. 2 А, Б).

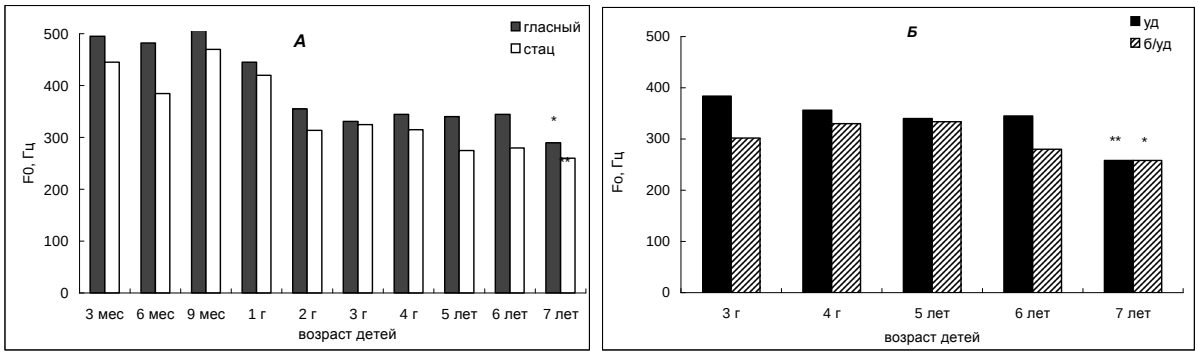


*Рис. 2. Значения ЧОТ гласноподобных звуков детей 3-12 мес. и гласных из слов детей 2 - 7 лет. А – значения ЧОТ для гласных и их стационарных участков, Б – то же для ударных и безударных гласных (на стационарном участке). На гистограммах серые столбики – данные для гласного, белые – для стационарного участка, черные – ударный гласный, наклонная штриховка – безударный гласный. * - p < 0,05, ** p < 0,01*

Сравнение площадей формантных треугольников гласных, построенных в координатах F1-F2, показало, что площади имеют максимальные значения для гласных детей годовалого возраста, 3 и 6 лет (рис. 3). Площадь формантного треугольника гласных детей 2 лет имеет отрицательное значение, обусловленное ориентацией треугольника на двухформантной плоскости, противоположной другим треугольникам. Формантный треугольник гласных детей 2-летнего возраста имеет расположение

вершины, соответствующей значениям гласного [u], в области [a], гласного [a] в области [u], что приводит к изменению ориентации треугольника на плоскости. Минимальные значения площадей формантных треугольников выявлены для гласных из слов детей 2, 4 и 5 лет. Площадь формантного треугольника гласных 7-летних детей меньше, чем гласных из слов детей 6 лет. Формантный треугольник ударных гласных из слов, произнесенных женщинами, располагается в областях фонемного восприятия соответствующих гласных.

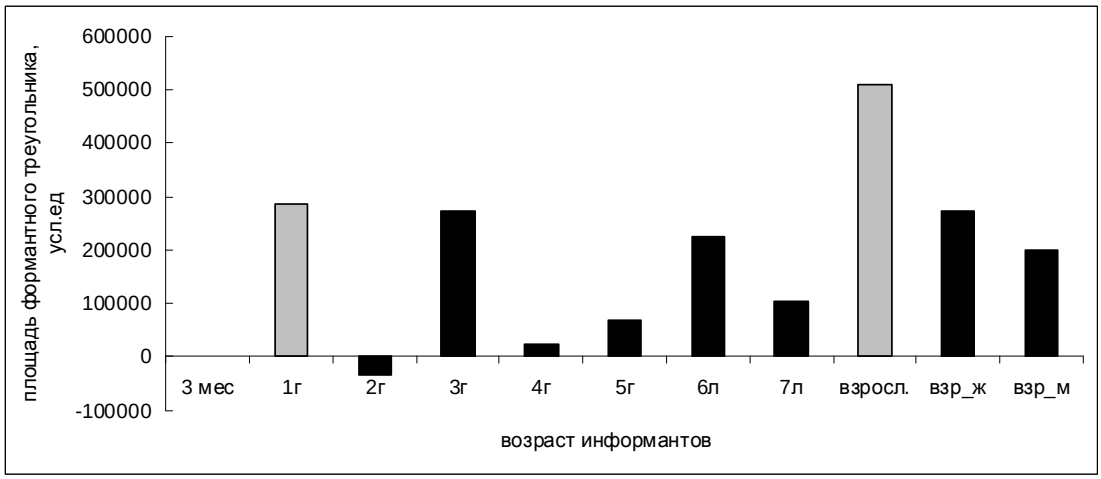


Рис. 3. Значения площадей формантных треугольников гласных[a], [i], [u] из слов детей 1-7 лет. По вертикали – площадь формантного треугольника в усл. ед., по горизонтали – возраст испытуемых

Акустические характеристики речи меняются в зависимости от эмоционального состояния говорящего [9]. Проведено исследование, позволившее установить специфику звукогенерации детей первого года жизни в разных эмоциональных состояниях. Оценку состояния младенцев осуществляли на основе анализа контекста ситуации, зафиксированного в протоколе эксперимента и по видеозаписям. С целью распознавания состояния, отраженного в звуковых сигналах, проводили аудиторский перцептивный анализ. Аудиторы (n=133) отмечали в таблице возможное психоэмоциональное состояние ребенка: дискомфорт; ровное, спокойное; комфортное, положительное эмоциональное состояние. Большее количество аудиторов ($p<0,01$) выделило состояние дискомфорта, причём сигналы дискомфорта аудиторы лучше определяют у детей первого полугодия жизни. На основе спектрографического анализа выявлены значимые различия в значениях ЧОТ и длительности гласноподобного звука [a] в вокализациях, отражающих разное состояние ребенка и правильно определенных аудиторами. Сигналы дискомфорта характеризуются более высокими значениями ЧОТ (460 Гц, 473 Гц – соответственно в 3 и 12 мес., медиана), чем сигналы комфорта (440 Гц, 360 Гц) и спокойные (390 Гц, 350 Гц) вокализации. Анализ ЧОТ выявил различия в сигналах дискомфорта и спокойных вокализациях ($p<0,05$ – в возрасте 3 и 12 мес.); в сигналах, отражающих состояние дискомфорта и комфорта ($p<0,001$ – в 3 и 12 мес.). Не выявлено значимых различий между спокойными и комфортными сигналами по значениям ЧОТ. Сигналы дискомфорта имеют большую длительность, чем спокойные сигналы ($p<0,001$; $p<0,01$ –3 и 12 мес. соответственно) и чем комфортные сигналы ($p<0,001$). Длительность спокойных сигналов выше ($p<0,001$) длительности сигналов, отражающих состояние комфорта.

Самостоятельное исследование посвящено изучению имитационных звуков детей. Проведен сравнительный анализ характеристик имитационных вокализаций и слов детей: здоровых (контрольная группа, n=14), с неврологическими нарушениями

лёгкой степени тяжести (группа риска, n=10), растущими в семьях, и детьми из дома ребёнка (группа материнской депривации, n=26) в возрасте детей 3- 24 мес. Частота (количество в минуту) имитационных звуков уменьшается в репертуаре детей трёх групп с 3 к 6 мес. жизни. Далее она возрастает: в контрольной группе к 9 мес. жизни, в группе риска - к 12 мес. жизни, в группе депривации – к концу второго года жизни. В 9 мес. дети контрольной группы имитируют звуки обращённой им речи значительно чаще, чем дети группы риска ($p<0,05$). В группе депривации в возрасте 6, 9, 12 мес. зарегистрированы единичные случаи имитации, медианное значение частоты имитации в группе депривации равно нулю (рис. 4).

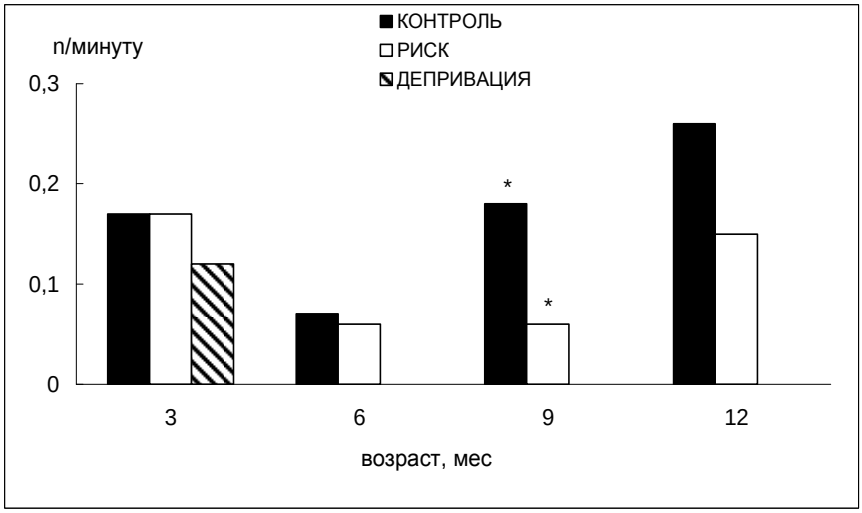


*Рис. 4. Частота детских имитационных вокализаций (медианы). По горизонтальной оси – возраст детей, мес. По вертикальной оси – частота имитационных вокализаций (количество в 1 минуту). Чёрные столбцы – данные для контрольной группы, белые - для группы риска, диагональная штриховка – для группы депривации. Различия между группой риска и контрольной группой: *- $p<0,05$*

На основании данных перцептивного анализа установлена общая динамика характеристик имитационных вокализаций: с увеличением возраста детей улучшается распознавание носителями языка звуков, входящих в состав имитационных вокализаций. Аудиторы однозначно ($p>0,75$) распознали гласные в 34% имитационных вокализаций 3 мес. детей контрольной группы и 18% имитационных вокализаций 3 мес. детей группы риска. В возрасте детей 12 мес. гласные однозначно определены аудиторами в 51% имитационных вокализаций детей контрольной группы и 50% - группы риска. Согласные русского языка аудиторы выделили в 21 % имитационных вокализаций 12 мес. детей контрольной группы и в 14% вокализаций 12 мес. детей группы риска. В имитационных вокализациях детей группы депривации носители языка однозначно выявили только 2 гласных [а] в в двух вокализациях: ребенка 10 и ребенка 11 мес. В целом, установлено, что дети контрольной группы чаще, чем дети группы риска произносят спокойные и комфортные вокализации при взаимодействии с матерью (в 12 мес. - $p<0,05$). Дети группы депривации значительно реже издают спокойные вокализации при взаимодействии с взрослым. Основной тип вокализаций детей группы депривации первого года жизни - плач.

Показано, что физиологическое состояние ребенка при рождении и на протяжении довербального периода развития влияет на сформированность различных аспектов речевой функции в старшем возрасте [10]. Проведено исследование временных и спектральных характеристик ударных гласных детей в спонтанной речи и

при чтении в период освоения навыка чтения (4 - 7 лет). Сравнительная динамика характеристик ударных гласных в спонтанной речи и при чтении рассматривалась в качестве критерия оценки “технической” стороны чтения. Показано, что на этапе освоения ребенком навыка чтения (читает по буквам или читает отдельные слоги – возраст 5 лет) длительность ударных гласных и значения F1, F2 при чтении значимо выше, чем в спонтанной речи. Площадь формантного треугольника больше для ударных гласных при чтении, чем в спонтанной речи. При чтении по слогам слов в 6 лет эти различия сохраняются (рис. 5). В 6.5–7 лет при чтении по слогам значимые различия между гласными в спонтанной речи и при чтении отсутствуют как в длительности (рис. 5 А) так и в площадях формантных треугольников гласных, но при чтении фраз – длительность ($p < 0,05$) и площадь формантного треугольника ударных гласных ($p < 0,05$) выше при чтении, чем в спонтанной речи (рис. 5, Б). С освоением навыка чтения уменьшается длительность пауз между слогами в словах ($p < 0,01$) и между словами во фразе ($p < 0,05$).

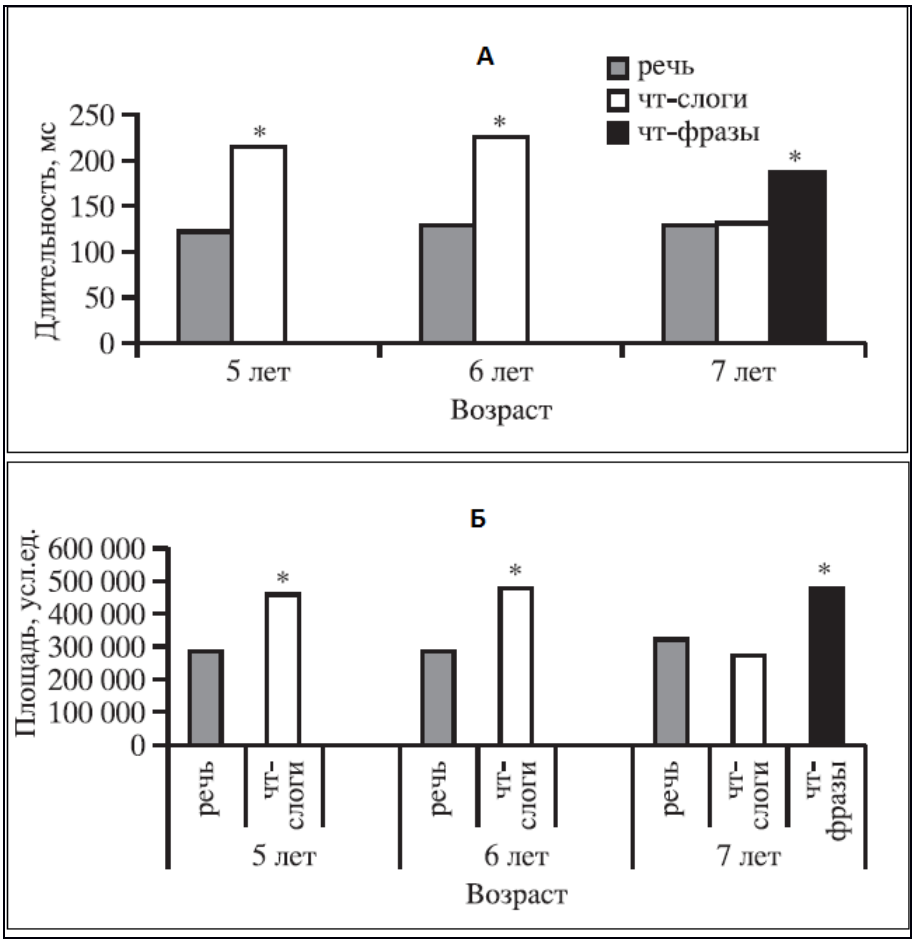


Рис. 5. Значения длительности (А) и площадей формантных треугольников гласных (Б) в спонтанной речи детей и при чтении. По вертикальной оси: А – длительность, мс, Б – площадь в усл. ед.; по горизонтальной оси – возраст.

Таким образом, на начальном этапе формирования навыка чтения у ребенка длительность ударных гласных в словах и площадь формантных треугольников для ударных гласных при чтении больше, чем в словах спонтанной речи. Показано, что фактор риска не оказывает влияния на “техническую” сторону чтения, однако дети с риском развития испытывают сложности с пониманием прочитанного.

Одним из значимых факторов риска для речевого развития является нарушение слуха [11]. На основе акустического спектрографического, перцептивного и

фонетического анализа получены данные о становлении звуковой стороны речи у детей после операции кохлеарного имплантирования (КИ). Объектом исследования явились 5 детей в возрасте 3,5-6 лет. Все дети воспитывались дома в семьях. Нарушение слуха было диагностировано: у троих детей в возрасте одного месяца, у одного в 5 мес. и у одного в 12 мес. Произведен анализ 15 часов аудио и видеоматериалов, включающих занятия ребенка с сурдопедагогом. Результаты перцептивного анализа показали, что аудиторы (n=100) способны правильно определять значения единичных слов четырех детей: лишь 4% слов детей однозначно ($p>0,75$) описаны носителями языка. Аудиторы правильно распознают слоговую структуру слова в 50-70 % случаев. В звуковых конструкциях четверых детей носители языка выделяют ударные гласные [a], [i], [u]. На основе инструментального спектрографического анализа были проанализированы ударные гласные в словах, однозначно распознанные аудиторами. Для каждого из детей выявлено значимое различие по значениям двух формант между гласными [a] и [u] – F1: $p<0,01$; F2: $p<0,01$; [a] и [i] – F1: $<0,001$; F2: $p<0,001$, и по значениям второй форманты между гласными [u] и [i] – F2: $p<0,001$. Гласные [u] и [i] находятся в более высокочастотной области двухформантной плоскости, чем соответствующие гласные русского языка (обусловлено высокими значениями F0 в гласных детей). В целом, спектральные характеристики гласных детей после операции КИ соответствуют характеристикам этих гласных у нормально слышащих детей 5-летнего возраста. При разнообразии согласных и звуковых конструкций в звуковом репертуаре детей правильное употребление их в словах не реализовано, что затрудняет распознавание слов носителями языка. Всё это может свидетельствовать об опережающем развитии акустической стороны речи ребенка, определяемой созреванием речевого тракта, по сравнению с фактором слухового обучения, направленного на формирование слухоречевой координации, приводящей к произнесению слова, нормативного для русского языка.

Таким образом, в данной статье мы представили некоторые из направлений наших исследований, объектом которых являлись дети в возрасте от 3 мес. до 7 лет, развивающиеся нормально и с отягощённым анамнезом, растущие в семье и в доме ребенка. Во всех исследованиях мы придерживались единой идеологии, заключающейся в дизайне исследования, совокупного перцептивного и спектрографического анализа речевых сигналов. Уже созданные базы данных вокализаций и речи русских детей и создаваемые новые корпуса эмоциональной детской речи являются неотъемлемой частью настоящей работы и служат основой для практического использования при построении систем автоматического распознавания детской речи.

Работа выполнена при финансовой поддержке фондов РФФИ и РГНФ на протяжении последних 10 лет и проектов РФФИ № 13-06-00281а, РГНФ №13-06-00041а, реализуемых в настоящее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляксо Е.Е. Вокально-речевое развитие ребенка в первый год жизни // Рос. физиол. журн. им. И.М. Сеченова. - 2003. – Т. 89. - № 2. – С. 207-218.
2. Bauer H.R., Kent R.D. Acoustic analysis of infant fricative and trill vocalizations // Journ. Acoust. Soc. Am. – 1987. – Т. 81. –№ 2. - pp. 505 - 511.
3. Ballard K.J., Djaja D., Arciuli J., James D.J.H., van Doorn J. Developmental trajectory for production of prosody: lexical stress contrastivity in children 3 to 7 years and adults // Journ. Speech Lang Hear Res. - 2012. - Vol. 55. - pp. 1716-1735.
4. Potamianos A., Shrikanth, N., Sungbok, L. Automatic Speech Recognition for Children // Interspeech- Eurospeech. - 1997. - Vol. 5. - pp. 2371-2374.

5. Vicsi K.,. Roach P., Öster A. et al. SPECO, a multimedia multilingual teaching and training system for speech handicapped children // Interspeech- Eurospeech. - 1999. – pp. 859-862.
6. Batliner A., Blomberg M., D'Arcy et al. The PF STAR Children's Speech Corpus // Interspeech – Eurospeech. - 2005. - pp. 2761-2764.
7. Lyakso E, Bogorad M., Ostrouxov A., Gromova A., Kurazhova A., Frolova O., Gaikova J. "INFANTRU" and "CHILDRU": Sounds and speech databases of Russian children// Speech and Communication. "Specom". – 2007. - M. - Vol. 2. - P. 898-907.
8. Бондарко Л.В. Фонетическое описание языка и фонологическое описание речи. Л. 1981: Изд-во Ленингр. ун-та. - 1981. - 199 с.
9. Галунов В.И. О возможности определения эмоционального состояния говорящего по речи // Речевые технологии. 2008. – № 1. – 2008. – С. 60-66.
10. Ляксо Е.Е., Фролова О.В. Развитие речи и формирование навыка чтения у детей: лонгитюдное исследование от рождения до 7 лет // Психологический журнал. – 2013. - Том. 34. - № 3. - С. 24-35.
11. Калмыкова И.В. Слуховые расстройства. Презентация на постоянно действующем семинаре. СПб. - 2009.

назад к содержанию

АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМФОРТНЫХ И ДИСКОМФОРТНЫХ ВОКАЛИЗАЦИЙ 12 МЕСЯЧНЫХ МЛАДЕНЦЕВ

Дмитриева Е.Б., Ляксо Е.Е.

Санкт-Петербургский государственный университет, биологический факультет, Группа по изучению детской речи, Санкт - Петербург
e-mail: dmitrjane@gmail.com

Исследование направлено на решение фундаментальной проблемы отражения функционального состояния в характеристиках голоса и речи. Целью исследования явилось определение длительности, значений частоты основного тона и спектральных максимумов в вокализациях младенцев в разных эмоциональных состояниях. Работа состояла из двух этапов: на первом – проведен акустический инструментальный анализ вокализаций, на втором – перцептивный анализ аудиторами вокализаций, отражающих разное состояние ребенка. Акустический спектрографический анализ гласноподобных звуков проводили в звуковом редакторе “Cool Edit Pro 2.0”. Показано, что сигналы, отражающие состояние дискомфорта характеризуются большей длительностью, значениями частоты основного тона и спектральных максимумов, и значимо отличаются от "спокойных" и "комфортных" вокализаций по этим показателям. На втором этапе работы проведен перцептивный эксперимент. Аудиторами в нем явились 10 взрослых, носителей русского языка, в возрасте 22±4 года (4 мужчины, 6 женщин, 6 человек имеют опыт общения с детьми – 2 мужчин и 3 женщин). Перед аудиторами стояла задача определить возможное состояние ребенка по его вокализации (дискомфорт, комфорт, спокойное или нейтральное состояние). Аудиторы чаще относят «комфортные» вокализации детей к правильной категории, если вокализация имеет значения длительности и частоты (либо ЧОТ, либо какого-либо из спектральных максимумов) значимо отличаются от соответствующих характеристик вокализаций, продуцируемых детьми в других состояниях. Вокализации детей в состоянии дискомфорта аудиторы относят к правильной категории одинаково часто независимо от их частотных характеристик.

Изучением ранних вокализаций младенцев посвящены многочисленные исследования. Описывается последовательность появления разных вокализаций [1], их фонетические [2] и акустические характеристики [3], болевые сигналы детей [4], характеристики плачей младенцев [5].

Показано, что наибольшее разнообразие акустических характеристик наблюдается в эмоционально окрашенной речи [6, 7]. В исследовании Ляксо Е.Е., Кузнецовой Т.Г. и Фроловой О.В. «Отражение эмоционального состояния в вокализациях детей и шимпанзе» [8] отмечается, что вокализации детей в состоянии дискомфорта характеризуются более высокими значениями ЧОТ и большей длительностью, чем у детей в спокойном и комфортном состоянии. В ходе этого исследования установлено, что взрослые способны правильно распознавать эмоциональное состояние детей по их вокализациям. Дискомфортное состояние распознается взрослыми лучше.

Считается, что определение эмоционального состояния ребенка по его вокализации зависит от опыта общения с детьми. Этот фактор наиболее важен при определении эмоциональной окраски у слабо эмоционально окрашенных звуков [9]. В то же время для ярко эмоционально окрашенных сигналов опыт общения с детьми значения не имеет, все сигналы хорошо распознаются.

На основании данных о том, что эмоционально окрашенные звуковые сигналы характеризуются наибольшим диапазоном частотных и временных характеристик, в нашем исследовании в качестве модели взяты вокализации младенцев в разном психоэмоциональном состоянии.

Настоящая работа направлена на решение фундаментальной проблемы отражения функционального состояния в характеристиках голоса и речи. Её целью явилось определение длительности, значений частоты основного тона и спектральных максимумов в вокализациях младенцев в разных эмоциональных состояниях.

Объектом исследования явились 17 здоровых детей (7 мальчиков, 10 девочек) в возрасте 12 месяцев. Звуковые файлы для анализа взяты из базы данных звуков русских детей первых трех лет жизни “INFANT.RU” [10]. В базе вокализации детей были разделены на спокойные, комфортные и звуки дискомфорта, включающие плач и хныканье. Разделение проводилось на основании протокола записи, включающего комментарий матери и экспериментатора о ситуации, состоянии ребенка, а также на основании слухового анализа.

Для анализа взяты: комфортные звуки (7 детей), нейтральные звуки (9 детей) и дискомфорт (7 детей).

Анализ вокализаций включал: 1) описание вокализаций (гласноподобные звуки, слоги, простые слова) и определение частоты встречаемости вокализаций различных типов; 2) определение длительности фонаций и пауз между ними; 3) спектрографический анализ гласноподобных звуков; 4) перцептивный анализ вокализаций с целью определения состояния ребенка на основе слухового анализа.

Акустический спектрографический анализ гласноподобных звуков проводился в звуковом редакторе “Cool Edit Pro 2.0”.

Гласноподобные звуки выделялись из вокализаций при помощи слухового анализа (прослушивание вокализации), зрительного анализа осциллограммы и проверки правильности выбранного участка на динамической спектрограмме.

При анализе определялась длительность гласноподобного звука и его стационарного участка, на котором измерялась частота основного тона (ЧОТ), значение первых трех первых спектральных максимумов — М1, М2, М3 (следующие за ЧОТ) и их интенсивность. Спектральный анализ осуществлялся на основе быстрого преобразования Фурье, данные взвешивались с помощью окна Хемминга, анализ производился при 512 точках отсчета. Частота спектрального максимума определялась на вершине огибающей спектра при визуальной аппроксимации. Измерение ЧОТ проводилось на основе определения отличий по частоте между гармоническими составляющими.

В связи с тем, что из базы «INFANT.RU” были отобраны вокализации, уже отнесенные к определенным типам – спокойные, комфортные и дискомфортные, в работе мы провели дополнительный анализ. Слуховой анализ заключался в прослушивании взрослыми (аудиторами) тестовых последовательностей, содержащих вокализации детей с целью отнесения их к определенному эмоциональному состоянию.

Подготовка тестовых последовательностей: в оба теста вошли вокализации, отобранные из базы в соответствии с указанными состояниями их генерации. В первом тесте — акустические характеристики звуков из вокализаций разных типов значимо различаются (спокойные – дискомфорт, спокойные – комфорт). Во втором тесте — акустические характеристики звуков из вокализаций разных типов значимо не различаются (спокойные – дискомфорт, спокойные – комфорт). Оба теста включают в себя по 30 вокализаций, 10 вокализаций – в спокойном состоянии, 10 вокализаций – в комфортном и 10 вокализаций – в дискомфортном. Каждая вокализация в тесте повторялась три раза с интервалом в 3 секунды между предъявлениями, пауза между разными вокализациями составляла 10 секунд.

При прослушивании тестовых последовательностей перед аудиторами стояла задача определить состояние ребенка по его вокализации (дискомфорт, комфорт, спокойное или «не знаю») Свои ответы аудиторы вносили в таблицу, ставя знак напротив выбранного ими варианта. Анкеты обрабатывались с целью выявления количества аудиторов, верно определивших эмоциональное состояние ребенка по его вокализации.

Статистический анализ данных проводился при помощи программы “STATISTIKA 8.0”. Использовался непараметрический критерий Манн-Уитни.

Анализ вокализаций детей 12 месячного возраста показал, что в их звуковом репертуаре преобладают (84%) отдельно произносимых гласноподобные звуки. Слоговые конструкции составляют 14%, на долю простых слов приходится 2% вокализаций. Первые слова появляются в репертуаре 3 детей. например, [бах], [гав], [идит].

Среди вокализаций у детей во всех состояних преобладают отдельно произносимые гласноподобные звуки, но вокализации детей в спокойном состоянии содержат значимо больше лепетных кострукций ($p<0,01$) и простых слов ($p<0,05$), чем вокализации детей в состоянии комфорта и дискомфорта (рис. 1).

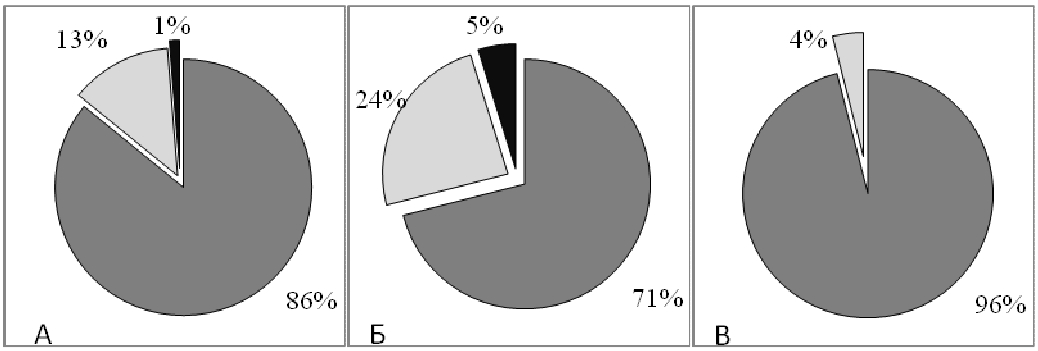


Рис. 1. . Соотношение различных типов вокализаций у детей 12 месячного возраста А- в состоянии комфорта; Б – в спокойном состоянии; В – в состоянии дискомфорта. Черный цвет – слова, темно серый –гласноподобные звуки, светло серый – слоги.

Длительность фонаций детей в состоянии дискомфорта достоверно отличается от длительности фонаций в состоянии комфорт ($p<0,001$) и в спокойном состоянии ($p<0,001$). Отличия между длительностями фонаций из вокализаций детей в спокойном состоянии и состоянии комфорта выявлены на уровне тенденции.

Длительность пауз в вокализациях детей в спокойном состоянии достоверно отличается от длительности пауз в состоянии комфорта ($p<0,001$) и дискомфорта ($p<0,001$). Длительность пауз в состоянии комфорта значимо отличается от длительности пауз в состоянии дискомфорта ($p<0,001$) (рис. 2).

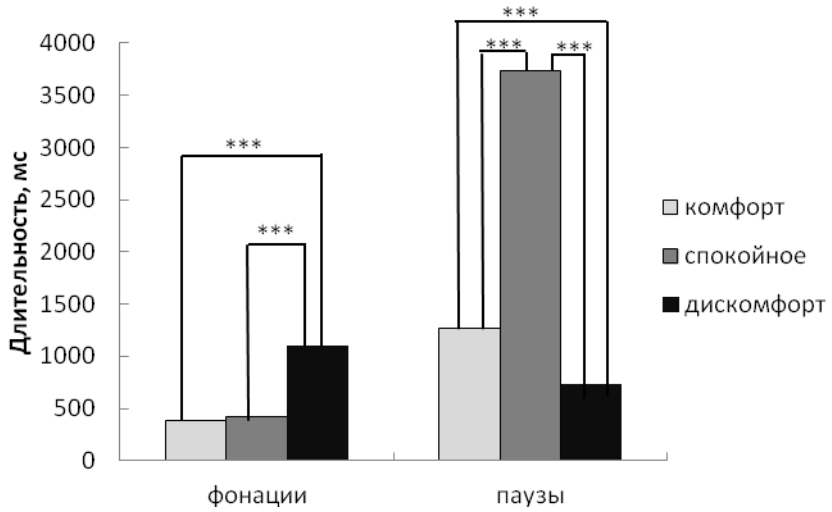


*Рис. 2. Длительность фонаций и пауз в вокализациях детей в различных эмоциональных состояниях (медианные значения). *** - p< 0,001 – критерий Манн-Уитни*

Проанализировано 177 гласноподобных звуков из вокализаций детей в спокойном состоянии, из которых для спектрографического анализа отобрано 39 звуков /a/, 18 – /u/ и 5 – /i/; В комфортном состоянии - 150 звуков, из них 41 гласноподобный звук /a/, 7- /u/ и 0 – /i/; В состоянии дискомфорта (плач и хныканье) - 159 звуков, из них 22 гласноподобных звука /a/, 18 – /u/ и 12 – /i/.

Значимых отличий в длительности и частотных характеристиках гласноподобных звуков, произнесенных изолировано и в составе слоговых конструкций, не выявлено, поэтому в дальнейшем данные по звукам обрабатывались вместе.

Длительность гласноподобных звуков в спокойном состоянии составила 218±111 мс (60 – 678 мс, медиана 205мс), в комфортном состояния 319±209 мс (64 - 1378 мс, медиана 290 мс), в состоянии дискомфорта 498±424 мс (45 - 2035 мс, медиана 337 мс).

Длительность гласноподобных звуков в комфортном ($p<0,001$ — критерий Манн-Уитни) и в дискомфортном ($p<0,001$) состоянии больше, чем длительность звуков в спокойном состоянии. Различия длительности комфортных и дискомфортных звуков выявлено на уровне тенденции (рис. 3).

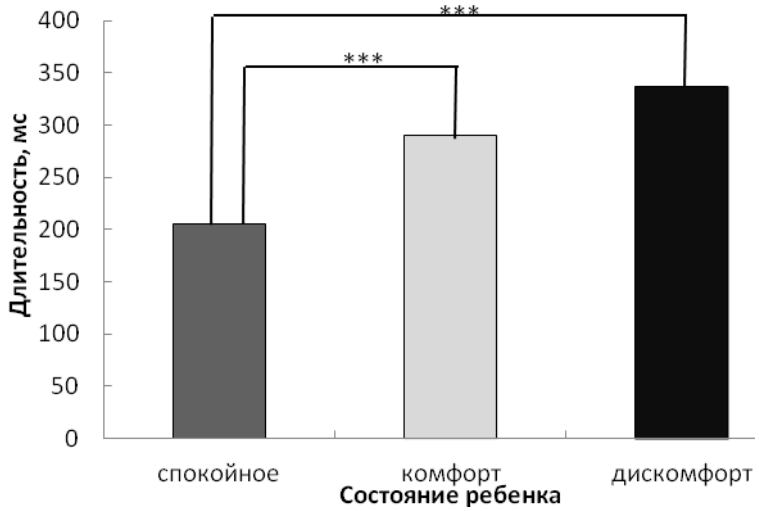


*Рис. 3. Длительность гласноподобных звуков из вокализаций детей (медианные значения). *** - p< 0,001– критерий Манн-Уитни*

Значения ЧОТ достоверно выше у звуков в состоянии дискомфорта, чем в спокойном ($p<0,001$ – критерий Манн-Уитни) и комфортном ($p<0,01$) состояниях. Значение частоты основного тона для звуков /a/, /u/, /i/ из вокализаций 12 месячных детей 607±454 Гц (258- 2756 Гц).

Значения спектральных максимумов достоверно выше у звуков в состоянии дискомфорта, чем в спокойном ($p<0,001$, $p<0,001$, $p<0,01$ – соответственно для значений М1, М2, М3 –критерий Манн-Уитни) и комфортном ($p<0,01$, $p<0,01$, $p<0,001$ – соответственно для значений М1, М2, М3) состояниях (рис. 4).

Значения спектральных максимумов гласноподобных звуков детей в возрасте 12 месяцев М1 - 1182±815 Гц (546 - 4995 Гц), М2 - 1863±1206 Гц (818 – 6115 Гц), М3 2281±1243 (1077 – 8096 Гц) Гц.

На следующем этапе работы был проведен перцептивный анализ вокализаций детей, который заключался в прослушивании взрослыми (аудиторами) тестовых последовательностей, содержащих вокализации детей с целью отнесения их к определенному эмоциональному состоянию.

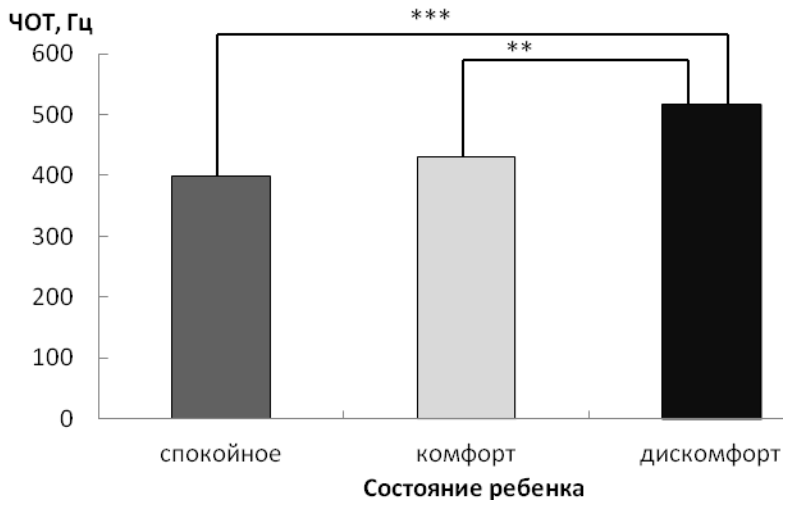


*Рис. 4. Частота основного тона гласноподобных звуков детей в различных эмоциональных состояниях (медианные значения). *** - p< 0,001, ** - p<0,01– критерий Манн-Уитни*

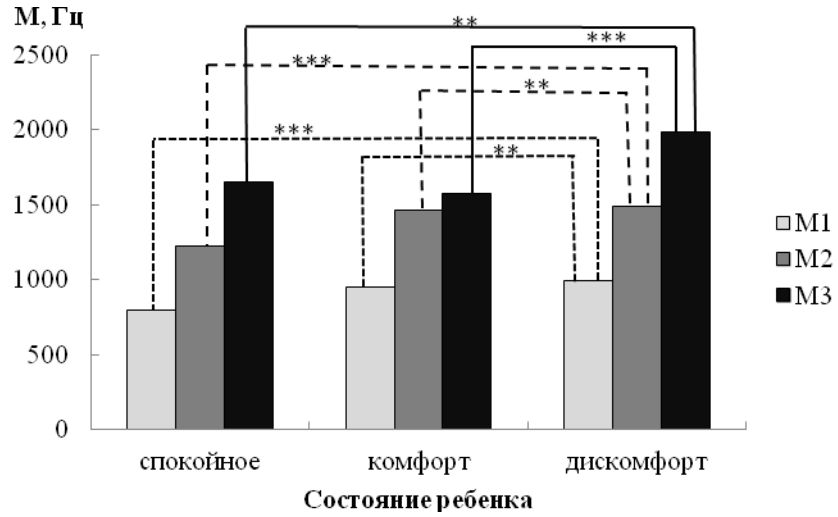


*Рис. 5. Спектральные максимумы гласноподобных звуков /a/, /u/, /i/ детей в различных эмоциональных состояниях (медианные значения). *** - p< 0,001, ** - p<0,01– критерий Манн-Уитни*

В исследовании учувствовали 10 аудиторов в возрасте 22±4 года. Из этих 10 человек 4 мужчин и 6 женщин. 6 человек имеют опыт общения с детьми, а 4 – такого опыта не имеют. Аудиторам предлагалось заполнить анкету, содержащую следующие вопросы: возраст, пол, наличие или отсутствие опыта общения с детьми. После заполнения анкет аудиторами, проводилась обработка этих анкет с целью выяснения возможности распознавания состояния ребенка по их вокализациям и отнесения вокализаций комфорта и дискомфорта к соответствующим категориям.

В первый тест вошли вокализации, отобранные из базы в соответствии с указанными состояниями их генерации (комфорт, дискомфорт, спокойное). И их акустические характеристики значимо различаются (спокойные – дискомфорт, спокойные – комфорт).

По результатам перцептивного анализа количество аудиторов, отнесших «комфортные» вокализации в тесте №1 к комфортным вокализациям (правильное отнесение) значимо больше, чем число аудиторов отнесших их к вокализациям дискомфорта (p<0,01) и к спокойным (p<0,01) вокализациям (рис. 5).

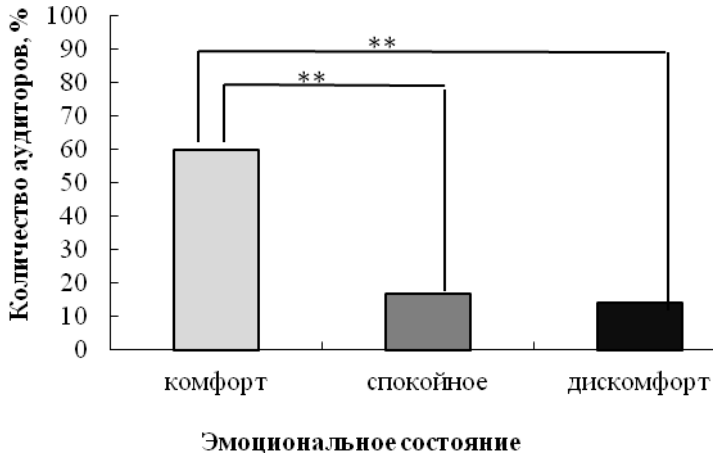


*Рис. 6. Количество аудиторов определивших «комфортные» вокализации как вокализациии в комфортном, спокойном или дискомфортном состояниях в тесте №1. ** - p<0,01 – критерий Манн-Уитни*

Количество аудиторов, отнесших «дискомфортные» вокализации в тесте № 1 к правильной категории значимо больше, чем число аудиторов отнесших их к «спокойным» вокализациям (p<0,01- критерий Манн-Уитни) и вокализациям комфорта (p<0,05) (рис. 6).

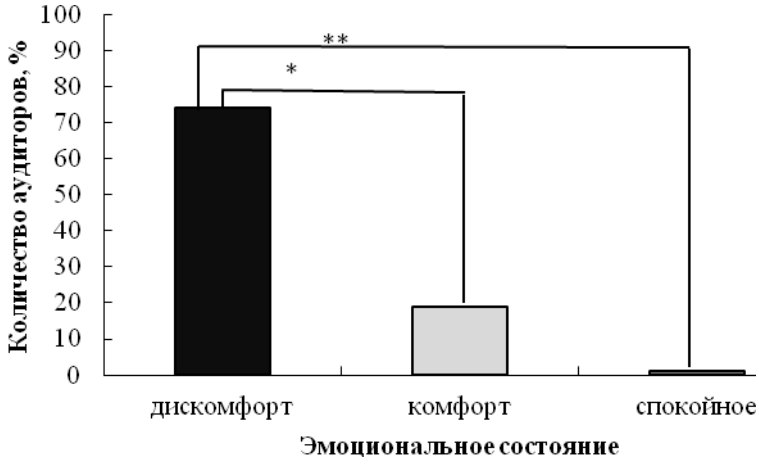


*Рис. 7. Количество аудиторов определивших «дискомфортные» вокализации как вокализации в комфортном, спокойном или дискомфортном состояниях в тесте №1. ** - p<0,01, * - p<0,05 – критерий Манн-Уитни*

Во второй тест так же вошли вокализации, отобранные из базы в соответствии с указанными состояниями их генерации, однако акустические характеристики звуков из вокализаций детей в разных состояниях значимо не различаются (спокойные – дискомфорт, спокойные – комфорт).

Не выявлено значимых различий в количестве аудиторов отнесших «комфортные» вокализации в тесте № 2 к вокализациям в комфортном, спокойном или дискомфортном состояниях.

Количество аудиторов, отнесших «дискомфортные» вокализации в тесте № 2 к правильной категории значимо больше, чем число аудиторов отнесших их к «спокойным» (p<0,01- критерий Манн-Уитни) вокализациям и вокализациям комфорта p<0,01) (рис. 7, 8).

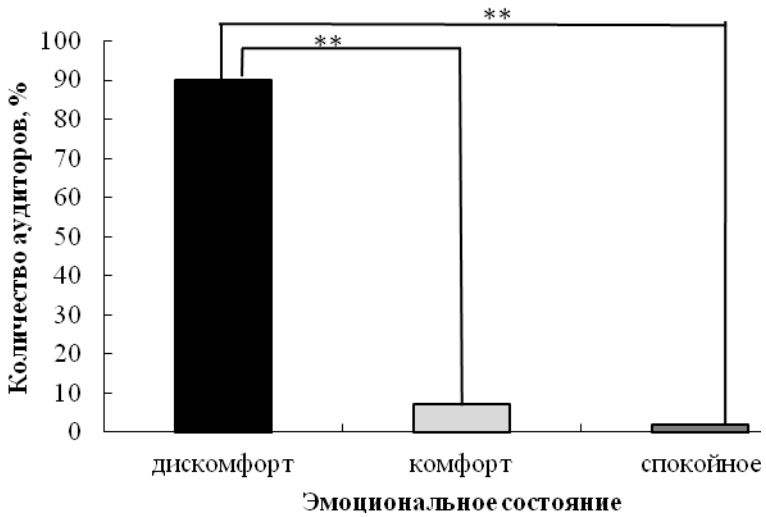


*Рис. 8. Количество аудиторов определивших «дискомфортные» вокализации как вокализации в комфортном, спокойном или дискомфортном состояниях в тесте №2. ** - p<0,01 – критерий Манн-Уитни*

Таким образом на основании проведенного исследования можно заключить, что вокализации детей в дискомфортном состоянии характеризуются более длительными фонациями и укорочением пауз, по сравнению с вокализациями в других состояниях. Для звуков из «дискомфортных» вокализаций характерны наиболее высокие значения ЧОТ, спектральных максимумов, а так же большая длительность по сравнению со звуками из «комфортных» и «спокойных» вокализаций. «Дискомфортные» вокализации определяются аудиторами лучше, чем «спокойные» и «комфортные». Высокие значения частот звуков из вокализаций детей в состоянии дискомфорта, достоверно более частое определение аудиторами вокализаций детей в состоянии дискомфорта, чем в состоянии комфорта, соответствует данным о значимости сигнала дискомфорта для жизнедеятельности младенца. Вокализации детей, находящихся в спокойном состоянии, характеризуются большим разнообразием типов вокализаций, более короткими фонациями и длительными паузами, чем вокализации детей в состоянии комфорта и дискомфорта. Звуки из этих вокализаций отличаются низкими значениями частоты основного тона и спектральных максимумов, по сравнению со звуками из вокализаций детей в состоянии комфорта и дискомфорта. Аудиторы чаще относят «комфортные» вокализации детей к правильной категории, если вокализация имеет акустические характеристики, наиболее характерные для данного эмоционального состояния. Из этого можно сделать вывод, что эмоциональное состояние определяется тем лучше, чем ярче оно выражено. Вокализации детей в состоянии дискомфорта аудиторы относят к правильной категории одинаково часто независимо от их частотных характеристик.

Наши данные имеют большое значение для медицинской практики, указывая на акустический диапазон эмоционального реагирования детей и на возможность распознавания взрослыми эмоционального состояния детей на основе их вокализаций. В этой связи полученные данные могут служить экспериментальной базой для создания автоматических систем экспресс - оценки состояния ребенка на основе его вокализаций. Дальнейшее направление исследований будет связанно с набором большего количества данных и выявлением более точных критериев оценки для последующей диагностики.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов РФФИ № 13-06-00281а и РГНФ №13-06-00041а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koopmans - van Beinum F.S., van der Stelt S.M. Early stages in the development of speech movements // Precursors of Early Speech / Eds. B. Lindblom and R. Zetterstrom. N.Y.:Stockton. P. 153. 1986.
2. Лякso Е.Е. Раннее речевое развитие в диаде «мать-ребенок». Развитие Детской речи. Германия. Palmarium Academic Publishing. 2012.
3. Лякso Е.Е. Невербальные вокализации младенцев на ранних этапах «доречевого» периода развития // Новости отолоринголоогии и логопатологии. Т. 16. № 4. С. 23-31. 1998.
4. Тур А.Ф. Пропедевика детских болезней. М. 1955.
5. Michelsson K. Why babies cry? // Nordic medicin. Vol. 110. № 11. P. 271-272. 1995.
6. Галунов В.И., Пиктурна В.В., Янушавичус В.И. Акустические корреляты эмоциональной речи // Материалы докладов и совещаний 5-го Всесоюзного совещания- симпозиума цикла «Акустика речи и слуха». Одесса. С. 16-25. 1989.
7. В.И. Галунов. О возможности определения эмоционального состояния говорящего по речи // Речевые технологии. Т. 16. С. 60-66. 2008.
8. Лякso Е.Е., Кузнецова Т.Г., Фролова О.В. Отражение эмоционального состояния в вокализациях детей и шимпанзе // Вопросы психолингвистики. Т. 2. № 16. С. 156-163. 2012.
9. Павликова М.И., Новикова М.А.. Отражение психофизиологического состояния ребенка первого полугодия жизни в звуковых сигналах / Вестник молодых ученых. Серия Науки о Жизни. № 4. С. 28-34. 2002.
10. Lyakso E, Bogorad M., *Ostrouxov A., Gromova A., Kurazhova A., Frolova O., Gaikova J.* ”INFANTRU” and “CHILDRU”: Sounds and speech databases of Russian children / Specom. Vol.2. P.898-907. 2007.

назад к содержанию

СЕКЦИЯ - Атмосферная акустика

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ СТРАТОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПО ДАННЫМ ИНФРАЗВУКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ
Чунчузов И. П.[1)], Куличков С. Н. [1)], Попов О.Е.[1)], Перепелкин В.Г.[1)], Фирстов П.П.[2)] 2

ТРАНСПОРТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ШУМЫ В ГОРОДЕ ТОМСКЕ
Бочаров А.А.[1)], Соловьев А.В.[2)] 6

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ НАЗЕМНЫХ ВЗРЫВОВ ПО ДАННЫМ ИНФРАЗВУКОВОГО МОНИТОРИНГА
Провоторов Д.С. [1)]., Соловьев А.В. [2)] 11

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИНФРАЗВУКА ОТ ВОЗДУШНОГО ТРАНСПОРТА
Светлов В.В.[1)] 15

СОДАР НА ПЛИС ТЕХНОЛОГИЯХ
Красненко Н.П.[1, 2)], Раков А.С.[1, 2)], Раков Д.С.[1, 2)], Шендрик Д.А. [1)] 20

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
Красненко Н.П.[1, 2)], Шаманаева Л.Г.[3)] 26

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НАД ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В ПРЕДЕЛАХ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ
Красненко Н.П.[1, 2)], Раков Д.С.[1, 2)], Раков А.С.[1, 2)] 35

ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ МЕТЕОВЕЛИЧИН В АТМОСФЕРЕ, МЕТОДЫ И АЛГОРИТМЫ ИХ МИНИМИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ ОПЫТА СОЗДАНИЯ ПРОМЫШЛЕННОЙ МЕТЕОСТАНЦИИ АМК-03
Богушевич А.Я. 41

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС АКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ОБСТАНОВКИ НА ОГРАНИЧЕННОЙ ТЕРРИТОРИИ
Красненко Н.П.[1, 2)], Клименко А.Н.[1)], Раков А.С.[1)] 52

ПСЕВДОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПАРАБОЛИЧСКИЕ УРАВНЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ЗЕМЛИ
Авилов К.В.[1)], Глазов Ю.Е.[1)], Косарев О.И.[1)] 59

ОБ ИНФРАЗВУКОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРОИДА
Сорокин А.Г.
..... 62

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ СТРАТОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПО ДАННЫМ ИНФРАЗВУКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Чунчузов И. П. [1)], Куличков С. Н. [1)], Попов О. Е. [1)], Перепелкин [1)] В.Г., Фирстов П.П. [2)]

[1)]Институт Физики Атмосферы РАН им. Обухова, Пыжевский пер.3, 119017 Москва
[2)]Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Бульвар Пийпа 9,683006 Петропавловск-Камчатский
E-mail: igor.chunchuzov@gmail.com

Предложена методика инфразвукового зондирования атмосферы, базирующаяся на явлении рассеяния акустических импульсов на слоистых неоднородностях скорости ветра и температуры, заполняющих непрерывно всю толщу атмосферы от поверхности земли до высот нижней термосферы порядка 140 км. Благодаря такому рассеянию акустическое поле проникает в так называемые зоны акустической тени на поверхности земли, где и обнаруживается экспериментально. По формам и временам пробега сигналов от наземных взрывов и вулканов (Камчатка, Эквадор), зарегистрированных в зоне тени, восстановлены вертикальные профили флуктуаций скорости ветра на высотах стратосферы и нижней термосферы (100-140 км), слабодоступных для других дистанционных методов зондирования атмосферы. Получены вертикальные спектры флуктуаций, которые сравнены с модельными спектрами.

Акустический метод зондирования атмосферы с помощью взрывов, основанный на полном внутреннем отражении звука от неоднородной атмосферы, уже давно используется для исследования структуры и динамики атмосферы [1]. Именно с помощью этого метода в начале прошлого века был обнаружен рост средней температуры и скорости звука с высотой в слое верхней стратосферы [1].

Для исследования характеристик тонкой слоистой структуры поля скорости ветра, вертикальные масштабы которой (от десятков до нескольких тысяч метров) сопоставимы с длинами инфразвуковых волн, в данной работе предлагается использовать явление рассеяния звука на слоистых неоднородностях атмосферы [2]. Предложенный метод акустического зондирования атмосферы базируется на аналитической связи между параметрами тонкой вертикальной структуры и рассеянного акустического сигнала. Его идея состоит в том, чтобы по формам, амплитудам и временам пробега приходов сигналов, зарегистрированных в зоне тени в момент времени t_0, восстановить мгновенные вертикальные профили флуктуаций скорости ветра в слоях стратосферы (25-50 км) и нижней термосферы (90-130 км). Извлечь эту информацию позволяет уравнение, полученное в [2], связывающее форму акустического давления $p'(t)$ в рассеянном сигнале от произвольного слоя атмосферы, содержащего вертикальные флуктуации скорости звука $\Delta c(z)$ (или флуктуации температуры $\Delta T(z)$) и скорости ветра $\Delta \vec{V}(z)$, с формой вертикального профиля флуктуаций эффективного показателя преломления акустической волны в слое, $\varepsilon(z) \approx -2(\Delta c + \Delta u \sin\theta_0) c_1^{-1} \cos^{-2}\theta_0$, и формой падающего сигнала $f(t)$:

$$p'(t) = -\frac{p_m' r_0}{4R_1} \int_{-\infty}^{\infty} dz f(t - R_1/c_1 - z/a)\varepsilon'(z) \qquad (1)$$

где p_m' - максимум акустического давления сигнала вблизи точечного источника (находящегося в т. z_0 <0) на некотором близком расстоянии r_0 от него, $\varepsilon'(z)$-производная $\varepsilon(z)$, θ_0-угол падения луча на нижнюю границу неоднородного слоя $z = 0$ и попадающего в приемник в т. z <0 при зеркальном отражении от границы слоя $z = 0$, R_1-сумма расстояний в вертикальной плоскости от источника до точки зеркального отражения луча

на границе неоднородного слоя $z=0$, и от этой точки до приемника в т. z, c_1-невозмущенная скорость звука, считающаяся постоянной как в слое, так и за его пределами, $a \equiv c_1/(2\cos\theta_0)$, $\Delta u(z)$-проекция $\Delta\vec{V}(z)$ на направление горизонтального радиуса - вектора, соединяющего источник с приемником. Задача восстановления профиля $\varepsilon(z)$ с помощью (1) при известных формах рассеянного и падающего сигналов, описываемых функциями $I_0(t) = p'(t)/(\frac{p_m{}'r_0}{4R_1})$ и $f(t) = p'(r_0,t)/p'_m$, во многом аналогична задаче восстановления профиля скорости звука в океане. Необходимо, однако, учитывать, что из-за нелинейности распространения акустического сигнала от источника в верхние слои атмосферы, форма сигнала искажается, и он трансформируется в *N*-волну, поэтому, в качестве падающего на слой сигнала $f(t)$ можно взять *N*-волну длительностью T_0. При этом решение обратной задачи (1) существенно упрощается, если учесть, что основные вклады в рассеянный сигнал $I_0(t)$ дают малые окрестности ударных фронтов *N*-волны, в которых ее производная $df(t)/dt$ имеет "резкие выбросы" с острыми локальными максимумами. Благодаря этому связь между профилем $\varepsilon(z)$ и формой рассеянного сигнала приобретает простой вид [2]:

$$I_0(t) \approx [\varepsilon(a(t-R_1/c_1)) + \varepsilon(a(t-R_1/c_1-T_0))]/2 \qquad (2)$$

Если значения сигнала $I_0(t)$ в дискретные моменты времени t_j известны, то решение (2) сводится к решению системы линейных дифференциальных уравнений относительно значений флуктуаций $x_i = \varepsilon(a(t_i - R_1/c_1))/2$ в моменты $t_i - R_1/c_1 > 0$, что позволяет восстановить профили $\varepsilon(z_j)$ и $\Delta C_{eff}(z_j)$ в точках $z_j = a(t_j - R_1/c_1)$. Методика нахождения решения этой системы с использованием метода наименьших квадратов подробно описана в [2]. Необходимо заметить, что в средней атмосфере флуктуации $\Delta C_{eff}(z_j)$ вызваны главным образом флуктуациями горизонтальной скорости ветра, обусловленными внутренними гравитационными волнами. При этом вклад относительных флуктуаций температуры в $\Delta C_{eff}(z_j)$ не превышает 20%.

Результаты восстановления флуктуаций $\Delta C_{eff}(z)$ в слое стратосферы (20-55 км) и слоях нижней термосферы, (90-102 км) и (105-140 км) по параметрам сигнала от вулкана в Эквадоре (Tungurahia), зарегистрированного на расстояниях 38км и 250км от него, показаны на Рис.1. Вверху (а) жирной линией показан профиль эффективной скорости звука, построенный с помощью современной модели атмосферы Ground-to-Space (G2S), и наложенные на этот профиль восстановленные флуктуации $\Delta C_{eff}(z)$ (тонкая линия). Соответствующий возмущенному профилю сигнал, рассчитанный методом ППУ в диапазоне 0.07-0.7 Гц, показан на Рис.1б, а сам сигнал , зарегистрированный в эксперименте, показан на Рис. 1в.

Аналогично были восстановлены профили $\Delta C_{eff}(z)$ по сигналам от вулкана Карымский (Камчатка) и от наземного взрыва в России, что позволило получить оценки вертикальных спектров этих флуктуаций (Рис. 2). Экспериментальные спектры имеют спадающий с ростом вертикального волнового числа k_z высокочастотный хвост, который можно аппроксимировать степенным законом k_z^{-p}, где степень p меняется примерно от 2.5 до 3.5, но в среднем близка к значению p=3, соответствующему теоретическому спектру $V(k_z) = \beta N^2 k_z^{-3}$ при $k_z >> k_z*$, где $k_z* = N/(\sqrt{2}\sigma)$-характерное вертикальное волновое число (указано стрелкой слева), *N*- частота Брента-Вяйсяля, σ-дисперсия флуктуаций горизонтальной скорости ветра, а β-численный коэффициент порядка 0.1 [3],. Для стратопаузы: *N=0.02 рад/м,* σ*=2м/с*, поэтому наблюдаемый степенной спад полученных спектров происходит по закону, близкому к -3, в интервале вертикальных масштабов от 1.5 км до десятков метров.

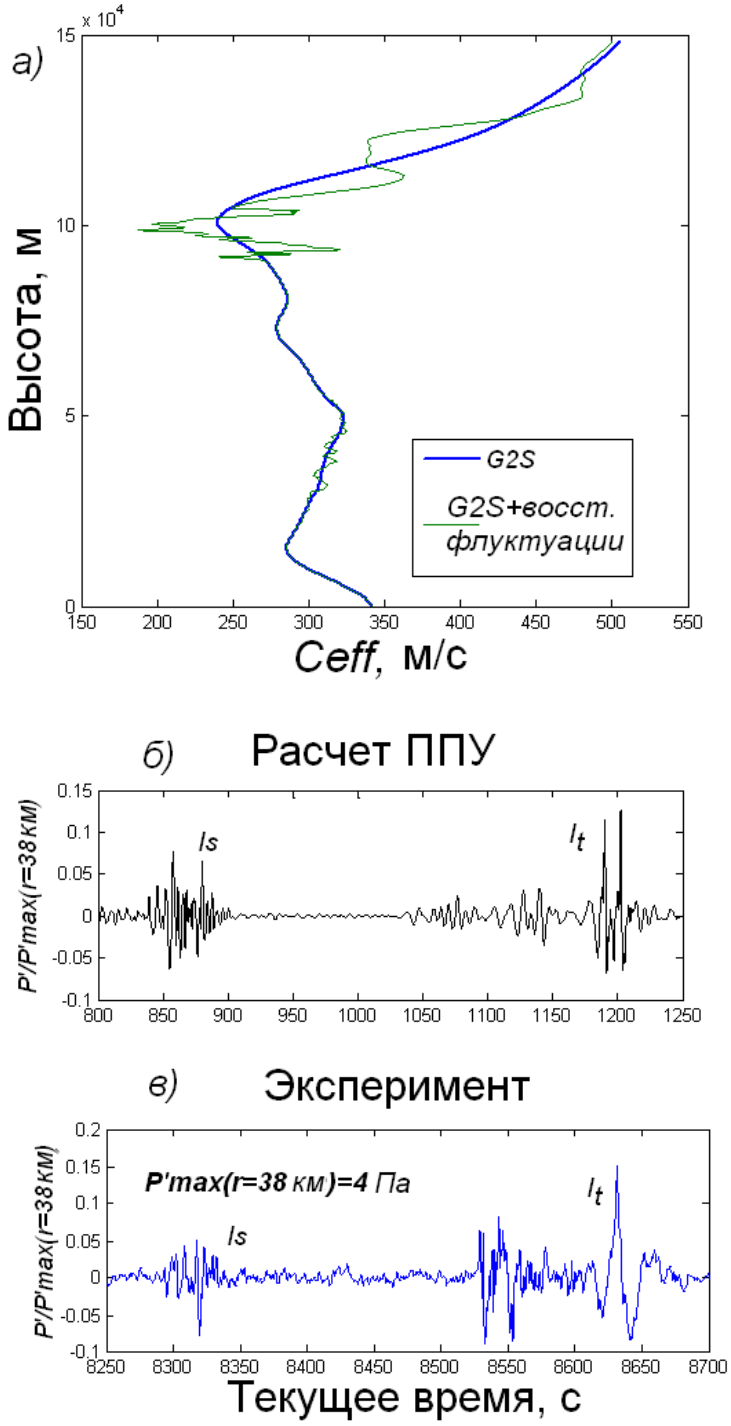


Рис.1. Результаты восстановления флуктуаций $\Delta C_{eff}(z)$ в слое стратосферы (20-55 км) и слоях нижней термосферы, (90-102 км) и (105-130 км)..а)Профиль G2S с наложенными на него флуктуациями $\Delta C_{eff}(z)$. б) Сигнал, рассчитанный методом ППУ в диапазоне 0.07-0.7 Гц. в) Сигнал , зарегистрированный в эксперименте

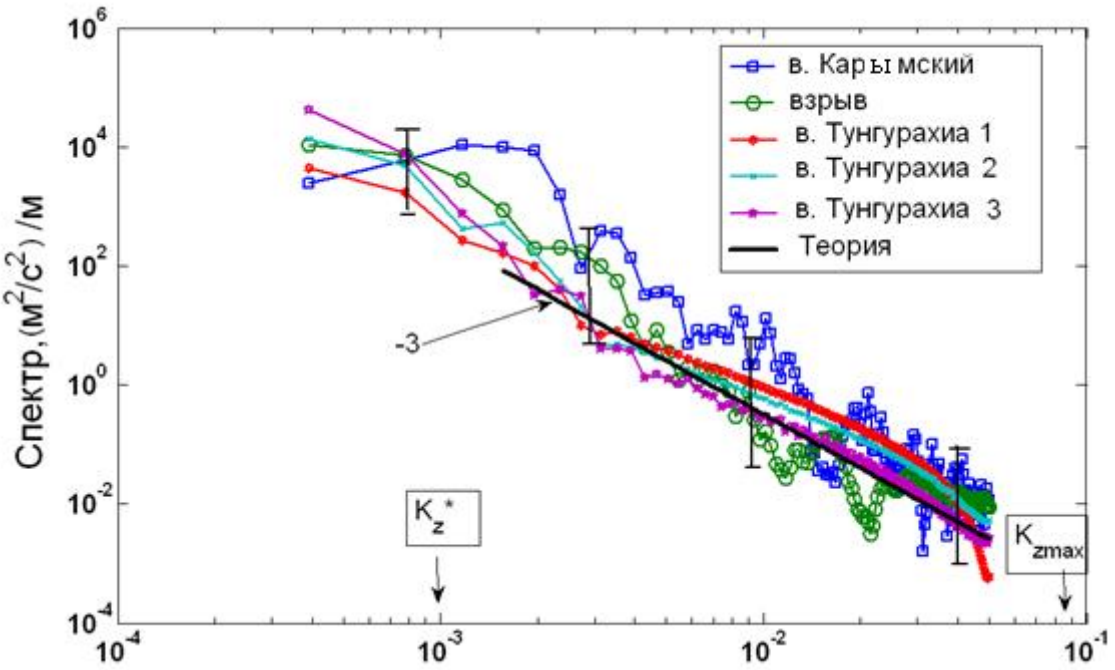


Рис.2. Вертикальные спектры флуктуаций $\Delta C_{eff}(z)$, восстановленных из стратосферных приходов от вулканов на Камчатке, в Эквадоре и наземного взрыва. Сплошная прямая линия соответствует наклону -3. По горизонтальной оси отложена линейная пространственная частота $k_z/(2\pi)$, где k_z вертикальное волновое число. Вертикальными отрезками указаны 95-ти процентные доверительные интервалы спектральных оценок, а стрелками-характерные вертикальные волновые числа тонкой структуры атмосферы, полученные из модели ее формирования.

Полученные здесь спектры восстановленных флуктуаций $\Delta C_{eff}(z)$ и скорости ветра указывают на возможность получения с помощью описанного выше метода акустического зондирования новых данных о статистических характеристиках тонкой структуры поля скорости ветра в верхней стратосфере и нижней термосфере.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проекту № 13-05-00268.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дуккерт П. Распространение волн взрывов в атмосфере. М.: ГТТИ, -1934, -235с
2. И.П.Чунчузов, С.Н. Куличков, О.Е. Попов, В.Г. Перепелкин, А.П. Васильев, А.И. Глушков, П.П. Фирстов. Характеристики тонкой вертикальной структуры поля скорости ветра в стратосфере и нижней термосфере, полученные по инфразвуковым сигналам в области акустической тени. Известия АН Физика Атмосферы и Океана, -2014 (в печати).
3. I.P. Chunchuzov. On the nonlinear shaping mechanism for gravity wave spectrum in the atmosphere.// *Ann. Geophys.*-2009.-V. 27.-p. 1-20.

ТРАНСПОРТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ШУМЫ В ГОРОДЕ ТОМСКЕ

Бочаров А.А.[1)], Соловьев А.В.[2)]

[1)] *Томский государственный университет, г. Томск*
[2)] *Томский государственный университет, г. Томск*

E-mail: euphoria@docsis.ru

В работе проведен анализ влияния транспортных акустических шумов на общий уровень акустического фона в городе. Предложена методика построения карты шума города на основе двухпараметрической модели спектра акустических шумов. Построены карты акустических шумов и пространственного распределения показателя спада в г. Томске. Описаны факторы, влияющие на формирование акустических шумов транспортного потока.

Различные ситуации, связанные с шумами окружающей среды возникают крайне часто. Одни из них более драматичны, другие менее, но разрешение любой проблемы шумов окружающей среды требует немалых усилий.

Шумы окружающей среды - всемирная проблема. Однако подходы к ее решению в разных странах различны и находятся в большой зависимости от культуры, экономики и политики этой страны. Проблема остается даже в тех областях, где обширные ресурсы были затрачены для регулирования, оценки и заглушения источников шума или для возведения шумовых барьеров. Например, огромные усилия были направлены на ослабление шума автодорог за счет его непосредственного источника. Фактически, современные автомобили “звучат” намного тише, чем выпускавшиеся десять лет назад, но колоссальное увеличение объема перевозок привело к тому, что всех ранее принимаемых мер стало недостаточно, а уровень шума еще больше увеличился. Производство менее шумных автомобилей на какой-то период устранило проблему, но не смогло решить ее окончательно.

В настоящее время еще не создана единая мировая система оценки последствий воздействия шумов окружающей среды и стоимости наносимого ими ущерба. Хотя в качестве примера все-таки можно назвать систему, принятую в большинстве стран Европы, - Зеленая книга Европейского Союза о перспективной политике в области шума (1996).

Из информации, которая содержится в Зеленой книге, следует, что число людей, постоянно подверженных воздействию шума, составляет 20 % от всего населения земного шара, то есть около 80 миллионов людей страдает от недопустимых уровней шума, что вызывает нарушения сна, раздражительность и оказывает неблагоприятное воздействие на здоровье. Еще 170 миллионов граждан Европы живут в районах, где население подвержено шумовым атакам в дневное время суток. Влияя на психику человека, акустический шум вызывает рассеянность, усталость и другие симптомы. Длительное пребывание под воздействием шума может привести к различным психическим заболеваниям и расстройствам, а также может оказывать влияние на сердечно-сосудистую систему человека [1, 2]. Поэтому в городах остро встает необходимость выявления районов с повышенной шумовой загрязнённостью, так как именно в них наиболее часто происходят ДТП и другие аварии на строительных и монтажных работах [3].

Целью данной работы является анализ пространственного распределения уровня акустических шумов, а также выявление основных источников акустического загрязнения в городе Томске. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи: анализ спектральных характеристик акустических шумов в городских условиях, картирование территории г. Томска по спектральным характеристикам акустических шумов, анализ влияния транспортных шумов на общий уровень акустического фона в городе.

В городе Томске в августе 2013 года проводились мониторинговые исследования характеристик акустических полей городской среды. Измерения проводились по ГОСТу 20444-85 «Шум. Транспортные потоки » [4]. Согласно этому ГОСТу измерительные пункты размещались в местах с установившейся скоростью транспортного потока, включая регулируемые перекрестки дорог (измерения на перекрестках проводились во время установившейся скорости транспортного потока). Число измерительных пунктов в общей сложности составило 237 ед.

Измерения проводились с помощью шумомера «ОКТАВА – Экофизика» в один и тот же интервал местного времени – с 11:00 до 15:00 ч, что соответствует повышенной деловой активности города. В измерительном пункте микрофон располагался на высоте 1,5 м над поверхностью земли. Согласно ГОСТу 52231-2004 «Внешний шум автомобилей в эксплуатации», измеренные значения считают достоверными при разнице в показаниях не более 2 дБ. Таким образом, в каждом пункте измерения проводились по 3 раза через 30 секундный интервал времени. Полученные данные усреднялись, затем рассчитывались усредненные энергетические спектры акустических шумов. Из полученных спектров определяли уровень акустических шумов в звуковом диапазоне частот на частоте 1 кГц и далее по формуле (1) рассчитывали показатель спада.

$$I = I_s \cdot f^{-\alpha}, \qquad (1)$$

где I_s – уровень звукового давления на частоте 1 кГц, что соответствует уровню звукового давления в фонах; f – частота, α – показатель спада спектральной интенсивности [3]. Показатель спада характеризует уменьшение амплитуды спектра с увеличением частоты и используется для определения структуры спектра и позволяет проводить оценку соотношения интенсивности низко- и высокочастотной частей спектра. Данный подход к выбору измеряемых параметров дает возможность анализировать спектр акустических шумов [5].

На основе предложенной методики проведено картирование г. Томска по спектральным характеристикам акустических шумов. В звуковом диапазоне частот (рис. 1) наиболее высокий уровень шума наблюдается в окрестности крупных дорог, магистралей, таких как пр. Ленина, Фрунзе, ул. Красноармейская, ул. Клюева, Иркутский тракт и т. д., и достигает величин порядка 70 дБ. В жилых районах, вдали от крупных дорог, во дворах уровень шума гораздо ниже, уровень звукового давления находится в пределах 40 дБ.

Вдоль крупных дорог и проспектов показатель спада находится в пределах от 4 до 13, то есть форма спектра стремится к более пологой (рис. 2). В жилых районах, где уровень акустических шумов не велик, показатель спада достигает величин, порядка 20, т. е. с увеличением частоты от 0,5 и до 15 кГц амплитуда акустических шумов уменьшается приблизительно на 30 дБ, общая энергия спектра перетекает в низкочастотную область.

Во время проведения измерений уровня акустических шумов был проведен подсчет плотности транспортного потока в каждом измерительном пункте. Характеристика плотности транспортного потока выраженная в количестве автомобилей в час (авт/час) принята для сопоставления в различных городах и различных участках трасс [6]. Вдоль крупных дорог, проспектов и на больших перекрестках наблюдается повышенный транспортный поток. По проспектам Ленина, Фрунзе, Кирова, Комсомольский, Пушкина проходит около 5000 автомобилей в час. На небольших улицах, таких как Белинского, Вершинина, а также в жилых районах количество автомобилей в час не превышает 1000. Скорость потока ограничена максимальной разрешенной скоростью для городских условий и не превышает величину 60 км/ч (рис. 3).

Рис. 1. Уровень шума на частоте 1 кГц в измерительных пунктах г. Томска

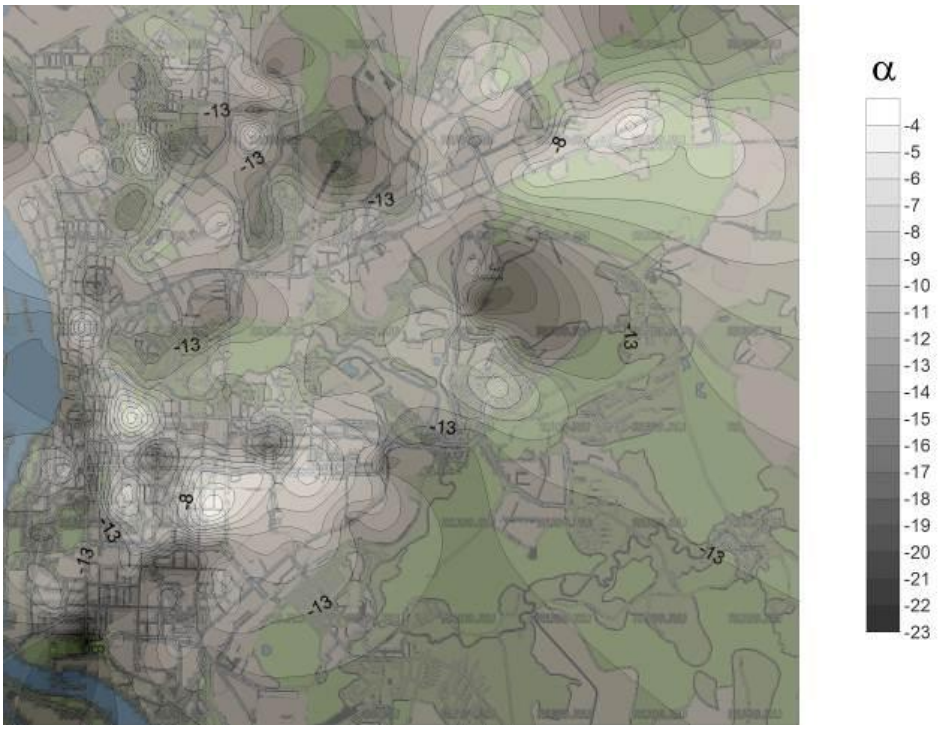


Рис. 2. Пространственное распределение показателя спада в спектре акустических шумов для звукового диапазона частот

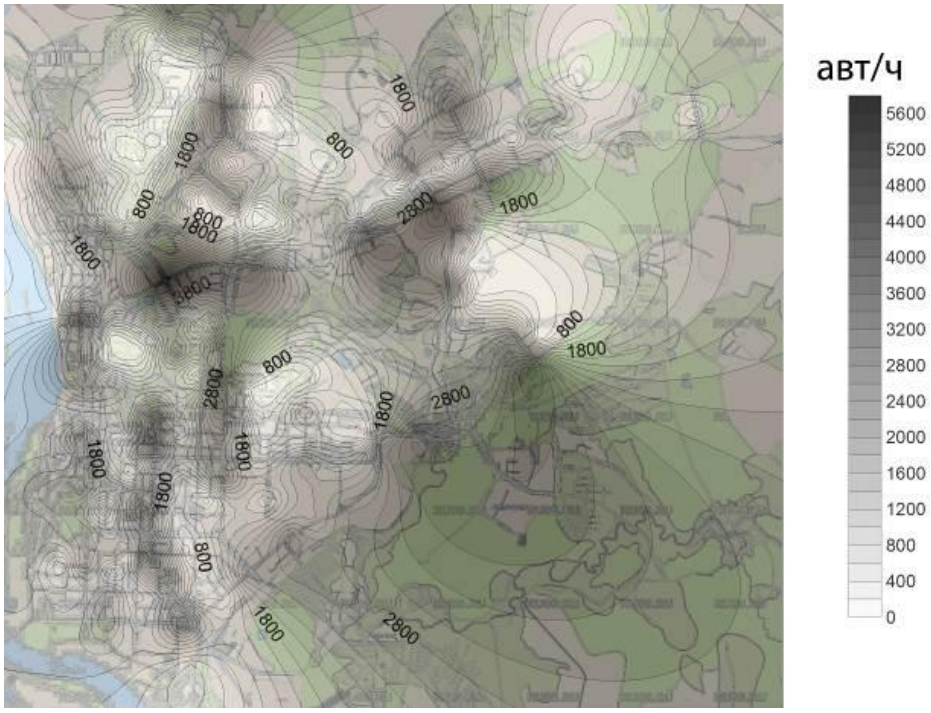


Рис. 3. Транспортная нагрузка в г. Томске

Для выявления зависимости уровня акустических шумов от транспортной нагрузки была построена линейная аппроксимация указанных параметров. При построении регрессионной модели зависимости уровня акустических шумов от количества автомобилей в час в качестве шумовой характеристики транспортного потока был выбран уровень звукового давления в Па. Величины уровня акустических шумов при данной транспортной нагрузке в Па при необходимости можно перевести в дБ по известным формулам. Таким образом, регрессионная модель зависимости уровня акустических шумов звукового диапазона частот от величины транспортного потока имеет линейный характер (рис. 4).

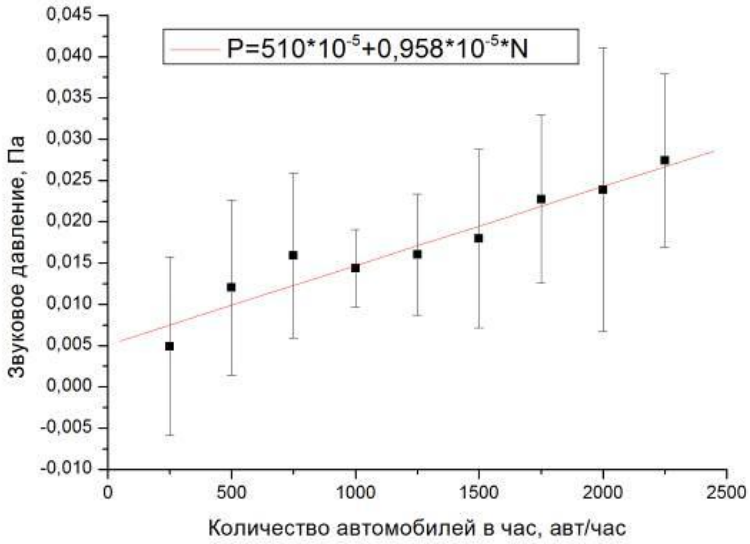


Рис. 4.Уровень акустических шумов звукового диапазона частот в зависимости от транспортной нагрузки

Эмпирическая зависимость указанных параметров имеет вид:

$$P = 510 \cdot 10^{-5} + 0{,}958 \cdot 10^{-5} \cdot N,$$

где P – уровень акустических шумов (Па), N – количество автомобилей в час (авт/час). Ошибка полученная при построении эмпирической модели в 90% измерительных пунктах составляет 1…4%. С увеличением величины транспортного потока до 2500 авт/час, уровень акустических шумов звукового диапазона частот увеличивается более чем в 5 раз, что соответствует увеличению уровня звукового давления на 15 дБ. Минимальный уровень звукового давления, который человек ощущает, называют порогом слышимости. За порог слышимости принято звуковое давление, равное $2 \cdot 10^{-5}$ Па. Данное модельное представление показало, что уровень фоновых шумов в городе превышает этот порог на 48 дБ.

Разброс значений при построении регрессионной модели обусловлен тем, что измерения уровня акустических шумов, при одной и той же величине транспортного потока, проводились в разных местах города, при различном состоянии дорожного покрытия, состава и скорости транспортного потока и других факторов, влияющих на формирование акустического фона, которые необходимо учитывать для построения более точной модели распространения транспортных акустических шумов в городе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перминов А.А., Соловьев А.В., Бородин А.С. Влияние фоновых инфразвуковых колебаний давления на сердечно-сосудистую систему человека // Известия вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 9/3. С. 229-230.
2. Соловьев А.В., Бородин А.С., Колесник А.Г. Сопряженность частоты сердечных сокращений человека с вариациями инфразвукового фона окружающей среды // Вестник ТГУ. 2007. № 297. С. 168-171.
3. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск: Водолей, 2001. – 278 с.
4. ГОСТ 20444-85. Шум. Транспортные потоки. Методы измерения шумовой характеристики. М.: ИПК издательство стандартов, 1986. 11 с.
5. Бочаров А.А, Колесник А.Г., Соловьев А.В. Двухпараметрическая модель спектра транспортных шумов г. Томска // Акустический журнал. 2012. Т. 58. № 6. С. 762-769.
6. Поспелов П.И. Борьба с шумом на автомобильных дорогах. М: Транспорт, 1981. 88 с.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ НАЗЕМНЫХ ВЗРЫВОВ ПО ДАННЫМ ИНФРАЗВУКОВОГО МОНИТОРИНГА

Провоторов Д.С. [1)]., Соловьев А.В. [2)]

[1)] Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск
[2)] Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск
E-mail: provotorov@sibmail.com, andrio@mail.com

Рассмотрена возможность оценки энергии наземных взрывов по данным инфразвукового мониторинга для дистанций несколько сотен километров (100-300 км). Проведена оценка энергии инфразвуковых сигналов от наземных взрывов разными методами.

Важными задачами научно-практического значения являются исследования динамических процессов и энергетических потоков во внутренних геосферах, процессов перераспределения энергии и причинно-следственных связей в системе взаимодействующих геосфер, а также изучение источников этих возмущений [1]. Атмосферные возмущения, вызванные естественными источниками и техногенной деятельностью человечества, вызывают в геофизической среде потоки энергии различного уровня. Мощные потоки энергии могут спровоцировать нарушение геодинамического равновесия [2]. К источникам, которые потенциально могут создавать такие потоки, можно отнести мощные техногенные и природные взрывы в атмосфере. В частности, к последним можно отнести взрыв при разрушении Челябинского болида энерговыделение которого по различным оценкам составило от 247 кТ до 638 кТ в тротиловом эквиваленте [3]. В качестве техногенных источников энергии следует отнести районы промышленного освоения недр и полигоны военного и военно-промышленного комплекса, на которых регулярно проводятся взрывные работы. Такие районы следует отнести к зонам повышенного экологического внимания и контроля.

С марта 2010 г. до конца 2012 г. в Новосибирской и Кемеровской областях проводились взрывные работы в рамках программы утилизации устаревших боеприпасов. Сигналы от наземных взрывов, проводимых в Новосибирской и Кемеровской областях, были зафиксированы инфразвукометрическим комплексом Томского государственного университета. В работе [3] представлены результаты исследования этих сигналов. В работе определены амплитудно-частотные характеристики инфразвуковых сигналов, генерируемых наземными взрывами. С помощью метода триангуляции, определены направления прихода акустических сигналов, которые указывают на источник, где проводились взрывные работы. За весь период наблюдений инфразвуковые сигналы поступали с двух угловых секторов. Наибольшее количество сигналов приходило с углового сектора совпадающим с направлением на полигон с. Шилово Новосибирской области. Второй угловой сектор совпадает с направлением на полигон вблизи г. Юрга Кемеровской области. Расстояние от Шиловского полигона до места расположения инфразвукометрического комплекса в г. Томске составляет 254 км, от Юргинского – 96 км.

Целью данной работы является оценка энергии наземных взрывов для малых дистанций распространения инфразвуковых сигналов порядка несколько сотен километров (100-300 км).

В 2011 году инфразвукометрическим комплексом было зарегистрировано более 1000 сигналов от наземных взрывов. Средняя амплитуда сигналов от пика до пика за годовой интервал времени составляет 1,54 Па. Максимальная амплитуда от пика до пика некоторых сигналов достигала 12 Па (рис. 1).

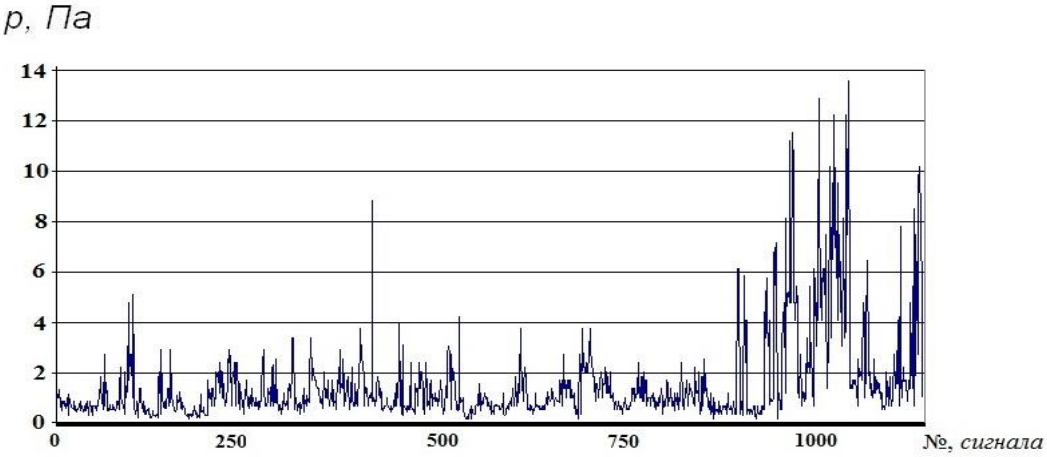


Рис. 1. Изменение амплитуды инфразвуковых сигналов от наземных взрывов в течение 2011 года.

В литературе описано несколько методик, по которым можно проводить оценку энерговыделения взрывов [4]. Все эти методики можно разделить на три группы. К первой группе относятся методики, в которые в качестве входных параметров входят амплитуда регистрируемого акустического сигнала и расстояние до источника. Во вторую группу входят методики, в которые в качестве входного параметра входит частота регистрируемого сигнала при максимальной амплитуде. К третьей группе относятся методики, которые в качестве входного параметра входит длительность регистрируемого акустического сигнала. Ранее было показано, что амплитуда зарегистрированных на разных эпицентральных расстояниях зависит от скорости и направления ветра на высотах стратосферы и термосферы, направления на пункт регистрации и метеоусловий в месте регистрации. Это приводит к значительным вариациям амплитуд сигнала для источника известной мощности. Так, если использовать следующее эмпирическое соотношение [4]:

$$\log P = K + 0.33 \log W - \log R \qquad (1)$$

где P – давление в Па, W тротиловый эквивалент взрывного источника в кТ, R – расстояние в километрах до источника (коэффициент К приобретает значения 3.0 если учитывать, что направление ветра на высоте стратосферы было перпендикулярно направлению распространения инфразвукового сигнала, 3.3 - если направление ветра продольное), то среднее значение энергии взрывов будет составлять от $5{,}31*10^{-7}$ кТ до $7.19*10^{-5}$ кТ в тротиловом эквиваленте. По косвенным данным из СМИ величина закладки уничтожаемых боеприпасов в тротиловом эквиваленте устанавливается от $5*10^{-4}$ кТ до $1{,}5*10^{-3}$ кТ. Очевидно, что амплитудные параметры сигналов не могут быть положены в основу методов оценки энергии взрывного источника. Тоже можно сказать и для третьей группы методов, поскольку длительность регистрируемого сигнала зависит от его амплитудных параметров, а точнее от параметра сигнал/шум в пункте регистрации.

Для расчета энергии взрывного источника воспользуемся следующим соотношением [3]:

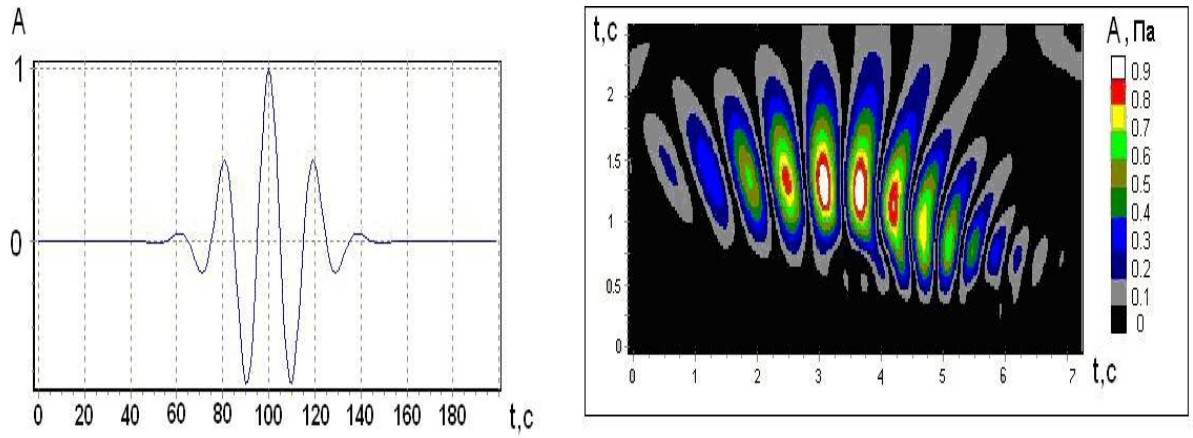
$$f = \frac{K_f}{2\pi\sqrt[3]{E}}, \qquad (2)$$

где E – тротиловый эквивалент взрывного источника в кТ; K_f – коэффициент пропорциональности, f – характерная частота акустического сигнала, превалирующая над другими. Коэффициент K_f принимают равным 1.6 при распространении сигналов в направлении восток-запад, 1.2 – при распространении сигналов в направлении север-юг [3].

Используя формулу (2) была проведена оценка инфразвуковых сигналов наземных взрывов. Тротиловый эквивалент взрывов в разные месяцы менялся. В

большинстве случаев во всех месяцах энергия взрывов равна $1{,}88*10^{-4}$кТ, и $4{,}47*10^{-4}$кТ, в январе в некоторых случаях энергия взрывов равнялась $8{,}72*10^{-4}$кТ и $1{,}51*10^{-3}$кТ. Из полученных оценок данным методом видно достаточно хорошее совпадение с величинами закладки боеприпасов по данным СМИ.

Как уже говорилось выше, для оценки энергвыделения взрывного источника в качестве входного параметра использовалась характерная частота акустического сигнала, полученная с помощью преобразования Фурье. Однако вейвлет-преобразование показало монотонное изменение периодов анализируемых сигналов от взрывов [5]. Типичный вид вейвлет-преобразования импульсных сигналов от взрывов представлен на рис. 2, б. Цветом представлено изменение амплитуды сигналов. В качестве базовой функции вейвлет-преобразования использовалась функция Морле [6], вид которой наиболее приближен к форме исследуемых сигналов (рис. 2, а).



а) б)

Рис. 2. Временное представление базовой вейвлет функции (Морлет) (а), результат вейвлет-преобразования сигнала (б).

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы: использование вейвлет-преобразования с базовой функцией Морле и анализ структуры сигнала позволит однозначно идентифицировать низкочастотные акустические сигналы от наземных взрывов, а использование в качестве основы для расчета энерговыделения взрывов периодов при начальном развитии акустического процесса позволит сделать более точную оценку энергии взрывного источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адушкин В.В., Зецер Ю.И. Перераспределение энергии во внутренних и внешних геосферах при высокоэнергетических воздействиях // Динамические процессы в геосферах: геофизика сильных возмущений. М. ИДГ РАН. 1994. С. 10-18.
2. Адушкин В.В., Гарнов В.В., Тамм И.И., Христофоров Б.Д. Геоэкологические аспекты крупномасштабных химических ВВ // Динамические процессы во внутренних и внешних оболочках Земли. М. ИДГ РАН. 1995. С. 245-248.
3. Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А., Соловьев А.В., Ю.С. Русаков, А.Г. Глухов, Е. Silber, Подобная Е.Д., Суркова Д.В. Оценка Челябинского болида по инфразвуковым измерениям // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 4: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2013. С. 21-31.
4. Stevens, J.L., Adams, D.A., Baker, G.E., Xu, H., Murphy, J.R., Divnov, I., Bourchik, V.N. Infrasound Modeling Using Soviet Explosion Data and Instrument Design Criteria from Experiments and Simulations // Technical Report ADA446517S. 2006

5. Провоторов Д.С., Соловьев А.В., Виноградов Ю.А. Амплитудно-частотные характеристики инфразвуковых сигналов от наземных взрывов // Известия Томского политехнического университета. 2013. Т.322.№2.С. 87-90.
6. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166. – № 11. – С. 123.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИНФРАЗВУКА ОТ ВОЗДУШНОГО ТРАНСПОРТА

Светлов В.В.[1)]

[1)] *Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург*

E-mail: svetlov-valeriy@yandex.ru

В рамках проведения работ по оценке акустического воздействия на приаэродромную территорию вблизи жилой застройки от воздушных судов, осуществляющих операции взлета/посадки в аэропорту был проведен анализ уровней инфразвука. Измерения проводились согласно действующей нормативной документации на измерение авиационного шума согласно ГОСТ 22283-88, ГОСТ 23337-78. Измерение уровней шума каждого отмеченного самолета в установленных точках выполнены одновременно. Произведена оценка создаваемых уровней инфразвука с действующими санитарными нормами с учетом влияния фоновых уровней инфразвука для каждой точки измерений. Приведены спектры уровней инфразвука для операций взлета и посадки для одного из наиболее распространенных типов гражданских самолетов Airbus A320 как для точек находящихся под траекторией полета, так и для точек, расположенных на удалении от линии пути. Определены основные причины образования звука при осуществлении операций взлета и посадки.

Введение

Инфразвук - упругие волны с частотами ниже области слышимых человеком частот (20 Гц и ниже). Считается, что колебания в этом частотном диапазоне человек не воспринимает на слух.

Наряду с шумом инфразвук оказывает вредное влияние на организм человека. Инфразвук отрицательно воздействует на вестибулярный аппарат, сердечнососудистую систему и при высоких уровнях может нарушить работу внутренних органов человека. В результате действия инфразвука человек испытывает чувство страха, боль в ушах, головную боль, происходит нарушение равновесия.

Нормируемые параметры инфразвука и их нормативные значения представлены в СН 2.2.4/2.1.8.583-96 "Инфразвук на рабочих местах, в жилых и общественных помещениях и на территории жилой застройки".

Нормируемыми параметрами инфразвука являются как уровни звукового давления в октавных полосах со среднегеометрическими частотами 2, 4, 8 и 16 Гц, так и уровни звукового давления, измеренные по шкале шумомера "линейная".

Предельно допустимые уровни инфразвука приведены в таблице 1.

Таблица 1. Предельно допустимые уровни инфразвука

Назначение помещений	Уровни звукового давления, дБ в октавных полосах со средне-геометрическими частотами, Гц				Общий уровень звукового давле-ния, дБ Лин
	2	4	8	16	
Работы с различной степенью тяжести и напряженности трудового процесса	100	95	90	85	100
Работы различной степени интеллектуально-эмоциональной напряженности	95	90	85	85	95
Территория жилой застройки	90	85	80	75	90
Помещения жилых и общественных зданий	75	70	65	60	75

Согласно санитарным нормам для шума, спектр которого охватывает инфразвуковой и слышимый диапазоны, измерение и оценка инфразвука является

дополнительной к измерению и оценке шума (слышимого диапазона) в соответствие с санитарными нормами СН 2.2.4/2.1.8.562-96.

При оценке авиационного шума, значения нормируемых параметров эквивалентного и максимального уровня шума в СН 2.2.4/2.1.8.562-96 и ГОСТ 22283-88 разнятся, в ГОСТе приведены менее строгие (на 10 дБА для эквивалентного и 15 дБА для максимального уровней звука) значения. Ввиду того, что ГОСТ 22283-88 посвящен только авиационному шуму, вероятно, при выборе нормативных значений для его оценки на территории жилой застройки Было бы логично использовать нормы ГОСТ, а не нормы СН. Таким образом, можно предположить, что если бы существовали нормы инфразвука конкретно для авиационного шума, то их значения тоже могли быть более высокими, чем указанные в СН 2.2.4/2.1.8.583-96.

Колоссальное внимание в настоящее время уделено акустическим измерениям и расчетам слышимого диапазона акустического излучения, инфразвуку отводится в лучшем случае второстепенная роль. Целью настоящего исследования стала попытка расширить представление о инфразвуковой составляющей авиационного шума на примере наиболее распространенного типа воздушных судов гражданской авиации.

Образование инфразвука воздушными судами

При выполнении взлета воздушными судами (ВС) основной вклад в процессы шумообразования вносится турбореактивными двигателями. Акустическое излучение генерируется во всех элементах двигателя: вентилятор, компрессор, камера сгорания, турбина и реактивное сопло (Рис. 1). Одними из важнейших параметров, определяющих энергетику суммарного акустического излучения газотурбинного двигателя и соотношение между акустическими параметрами отдельных источников шума, являются создаваемая двигателем тяга и степень двухконтурности.

При выполнении посадки основной вклад в процессы шумообразования начинает оказывать аэродинамический шум, создаваемый за счет турбулентности воздушных потоков, образующихся вокруг планера воздушного судна. Отсюда следует вывод, что чем больше площадь планера, а также больше угол его наклона по глиссаде, т.е. большая площадь сопротивления набегающим потокам, тем выше создаваемые уровни аэродинамического шума. Характер спектра шума при посадке имеет ярко выраженный низкочастотный характер.

Существенный вклад в уровни шума при посадке также оказывают средства взлетно-посадочной механизации (ВПМ). Опыт измерений показывает, что разница между включенными и выключенными средствами составляет порядка 3 дБА.

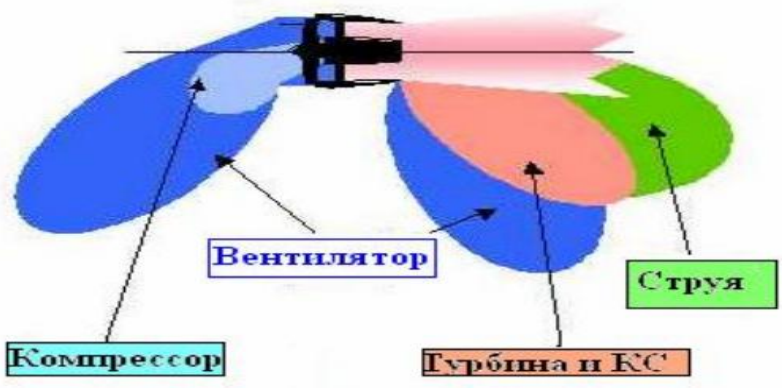


Рис.1. Зоны уровней шума источников в газотурбинной установки

Методика измерения инфразвука

Методика измерения уровня инфразвука отсутствует. Измерения инфразвука проводились согласно требованиям нормативных документов по шуму ГОСТ 23337-78 и ГОСТ 22283-88.

Условия измерений:

- измерения проводились в условиях нормальной деятельности аэропорта;
- точки измерений расположены на границе ближайшей жилой застройки вне зоны звуковой тени;
- микрофона располагался на высоте 1,5 метра над уровнем земной поверхности, ось микрофона была ориентирована перпендикулярно линии пути ВС.

Количество точек для оценки уровней шума было выбрано 4. Измерения проводились с помощью шумомеров-виброметров, анализаторов спектра «Октава-110А-ЭКО».

Основные параметры положения точек измерений представлены в таблице 2. Схема расположения точек измерений представлена на Рис. 2.

Таблица 2. Параметры точек измерений

Номер точки измерений	**Расстояние до проекции линии пути, м**	**Расстояние до торца ВПП, м**	**Среднее расстояние до ВС, м**
1	0	2000	150
2	250	1500	260
3	500	1000	500
4	1000	500	1000

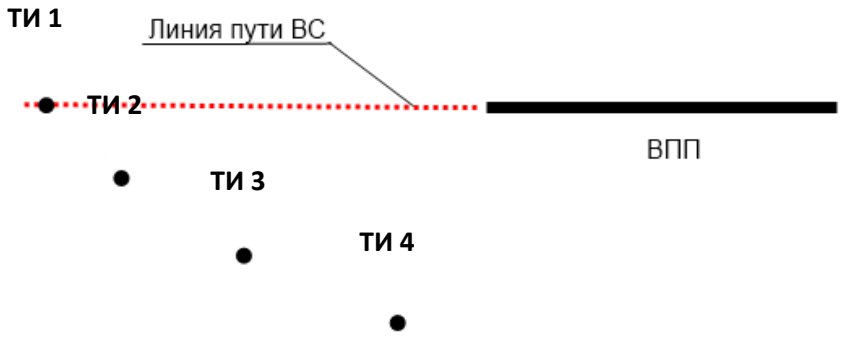


Рис. 2. Схема расположения точек измерений

Исследуемый аэропорт имеет одну взлетно-посадочную полосу прямоугольной формы размером 3300х237 м., высота ВПП над уровнем моря 53 м.

В ходе работы было зафиксировано 60 взлетно-посадочных операций воздушных судов, 30 взлетов и 30 посадок соответственно. В качестве исследуемого ВС был выбран один из наиболее широко используемых гражданских типов воздушных судов – Airbus A320.

Анализ результатов измерений

Полученные результаты измерений показали, что спектр шума при взлет и посадке ВС ниспадающий в области среднегеометрических частот 2-16 Гц. Наибольшие уровни звукового давления как для взлета, так и для посадки отмечены в точке №1,

находящейся под траекторией полета. Максимум спектра для всех точек измерений отмечен в октавной полосе 2 Гц. При посадке в точках №2 и №3 расположенных на расстоянии 280 и 510 м соответственно, наблюдается совпадение измеренных уровней звукового давлении для полос частот 4-16 Гц. В этих же точках идентичность результатов прослеживается для взлета в октавных полосах частот 8-16 Гц.

Графическое отображение результатов представлено на Рис 3-4.

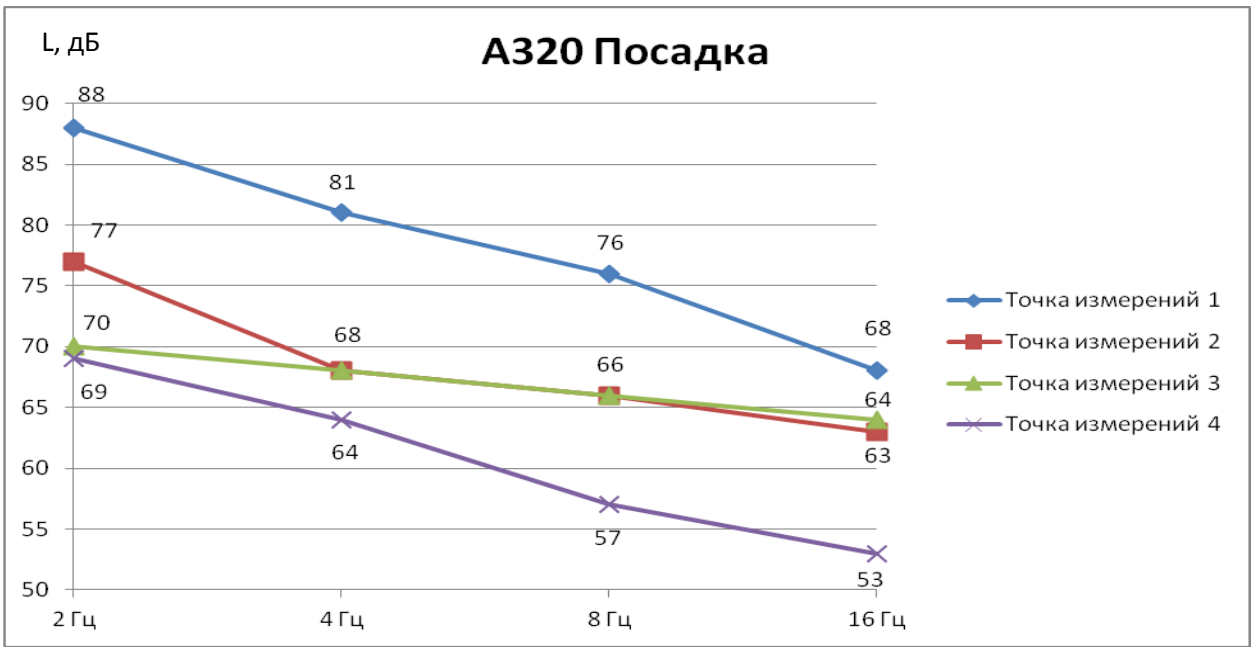


Рис. 3. Уровни инфразвука при посадке ВС

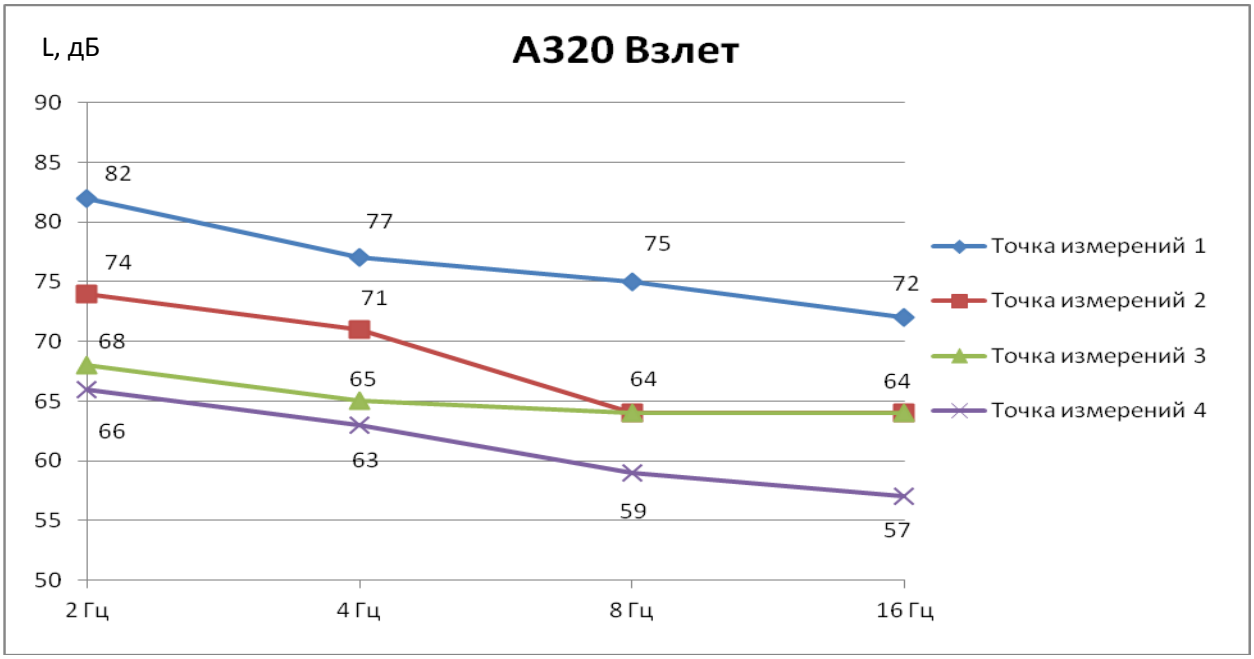


Рис. 4. Уровни инфразвука при взлете ВС

Выводы

Проведены исследования и анализ акустической обстановки на территории прилегающей к аэропорту гражданской авиации. Измерения проводились согласно требованиям ГОСТ 23337-78 и ГОСТ 22283-88. В качестве объекта исследования выбрано воздушное судно Airbus A320, являющееся одним из наиболее часто используемых в

гражданской авиации. Измерительные точки располагались на расстояниях 75-1000 м до воздушного судна и на расстояниях от 500 до 2000 км от торца ВПП. Основной шум в точках измерений создавался в результате осуществления взлетно-посадочных операций в исследуемом аэропорту.

Анализ измеренных значений показал, что при посадке на рассматриваемой территории образуется низкочастотный широкополосный шум с выраженной инфразвуковой составляющей. Наличие более высоких уровней инфразвука при посадке, чем при взлете связано с преобладанием аэродинамического шума. Образования турбулентных потоков происходит при обтекании воздухом средств взлетно-посадочной механизации, закрылок, воздушного тормоза и пр., нагрузка на двигатели при этом минимальна. При взлете спектр шума смещается в сторону высоких частот, что вызвано интенсивной нагрузкой на двигатели воздушного судна и, как следствие, преобладание шума компрессора, вентилятора, реактивной струи и др. составляющих.

Максимальные уровни звукового давления зафиксированы при посадке в точке №1, расположенной под проекцией линии пути ВС, в среднегеометрической частоте 2 Гц. Таким образом, сделан вывод о том, что уровни инфразвука соответствуют нормативным значениям СН 2.2.4/2.1.8.583-96 для Airbus A320 на расстоянии 2 и более км. от торца взлетно-посадочной полосы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Инфразвук на рабочих местах, в жилых и общественных помещениях и на территории жилой застройки: Санитарные нормы. СН 2.2.4/2.1.8.583-96. –М.: Информационно-издательский центр Минздрава России, 1997. – 11 с.
2. ГОСТ 22283-88. Шум авиационный. Допустимые уровни шума на территории жилой застройки и методы его измерения. – Введ.1988-12-22. –М.: Госстандарт России: Изд-во стандартов, 1988.
3. Иванов Н.И. Инженерная акустика. Теория и практика борьбы с шумом. –М.: Логос, 2013. – 431 с.
4. Самохин В.Ф. Шум ГТД (Введение в авиационную акустику): курс лекций. ЦАГИ, 2007. – 152 с.
5. Зинкин В.Н., Солдатов С.К., Драган С.П., Пирожков М.В. Пути снижения влияния авиационного шума на территорию жилых застроек // Защита от повышенного шума и вибрации / IV Всерос. науч.-практ. конф. с междун. участием. – СПб.: Балтийский гос. тех. ун-т, 2013. – С.522-534. – 1 электрон. опт. диск.

СОДАР НА ПЛИС ТЕХНОЛОГИЯХ

Красненко Н.П.[1, 2], Раков А.С.[1, 2], Раков Д.С.[1, 2], Шендрик Д.А. [1]

[1] *Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук, Томск*

[2] *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск*

E-mail: krasnenko@imces.ru rakov@imces.ru

Рассмотрена реализация акустического локатора (содара) для дистанционного зондирования атмосферы, на основе ПЛИС технологий. Описано построение содара, конструкция. Показаны преимущества использования ПЛИС технологий при построении содара. Применение ПЛИС-технологии позволило исключить из состава содара АЦП-ЦАП и модуль приемо-передачи, как отдельных устройств. Приведены результаты предварительных испытаний содара и дано сравнение с характеристиками ранее разработанных содаров.

Общие сведения о работе содаров

Акустические локаторы (содары) предназначены для дистанционного зондирования атмосферы звуковыми волнами [1]. Ввиду сильного взаимодействия этих волн с атмосферой, которое оказывается намного сильнее, чем для электромагнитных волн большинства областей спектра, для зондирования может быть использована относительно простая аппаратура.

Методы дистанционного зондирования бывают активными и пассивными Сущность активных методов заключается в том, что в атмосферу направленно излучается сигнал, который распространяясь, взаимодействует с ней. Рассеянное неоднородностями или проходящее излучение принимается приемной антенной и по его параметрам судят о характеристиках атмосферы. При пассивном зондировании анализируется проходящее среду излучение от какого-либо внешнего источника.

На рисунке 1 показан принцип работы моностатического содара.

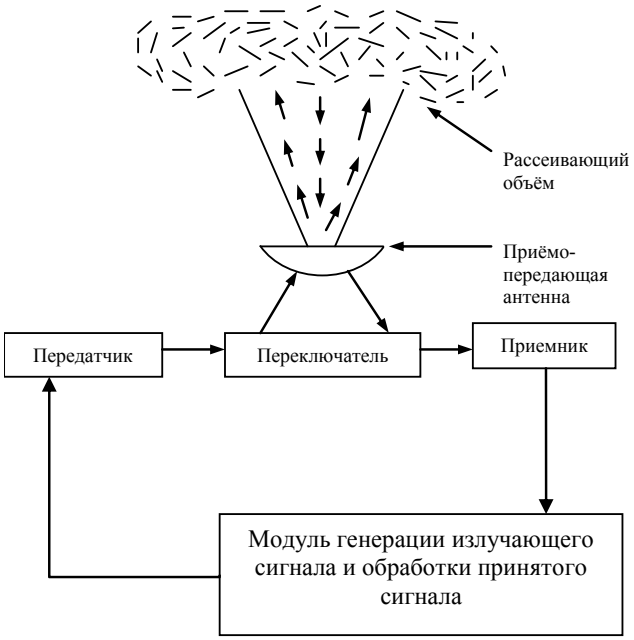


Рис. 1. Принцип работы моностатического содара

С помощью модуля генерации излучающего сигнала, излучаемый звуковой импульс передается на передатчик, откуда поступает на переключатель приемо-передачи. С переключателя в режиме передачи сигнал подается на приемо-передающую антенну, после чего излучается в атмосферу. После этого происходит переключение в режим приема отраженного сигнала. Рассеянный на неоднородностях атмосферы сигнал принимается приемо-передающей антенной, после чего через переключатель поступает на приемник и далее на регистратор и модуль обработки принятого сигнала. Далее цикл зондирования атмосферы периодически повторяется.

Применение программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) в последнее десятилетие широко вошло в обычные рамки нашей жизни. Они представляют собой электронный компонент, используемый для создания цифровых и интегральных схем. Логика работы ПЛИС задается посредством программирования. Использование ПЛИС технологий при разработке содара, позволяет объединить в одной электронной плате генератор сигналов, излучатель, приемник и модуль первичной обработки сигналов.

Содар на основе ПЛИС

Ранее, разработанные в ИОА СО РАН и ИМКЭС СО РАН, содары [1-3] состояли из модуля приемо-передачи, АЦП-ЦАП, усилителя, антенной части и компьютера, где формировался и обрабатывался сигнал. Работа данных содаров целиком определялась компьютером. Была поставлена задача реализовать более простой содар, способный работать в автономном режиме. Применение ПЛИС-технологии позволило решить данную задачу, а также исключить из состава содара АЦП-ЦАП и модуль приемо-передачи, как отдельных устройств. В итоге состав содара стал включать в себя только антенну, усилитель мощности и ПЛИС-схему. Обработка данных могла проводиться непосредственно в процессе измерения, подключая компьютер, либо могла вестись запись сигнала на подключаемый модуль памяти и после набора данных обрабатываться в дальнейшем также на компьютере.

На рисунке 2 представлена блок-схема разработанного содара. В таблице 1 представлено сравнение содара Звук-3 [2, 3] с разработанным содаром на ПЛИС.

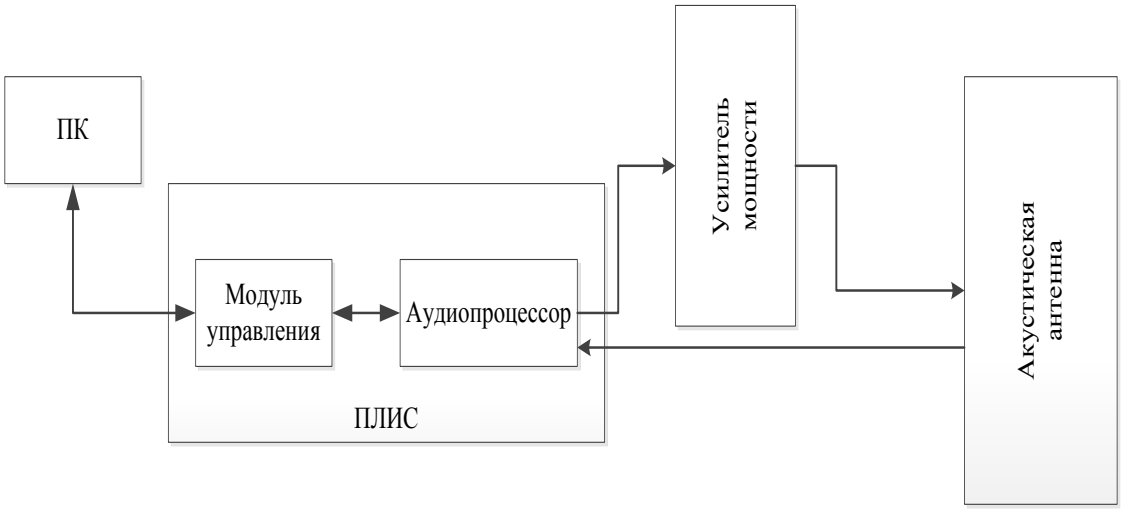


Рис. 2. Блок-схема микросодара.

Таблица 1. Сравнительные характеристики разработанных содаров

Параметр	**Звук-3**	**Содар на ПЛИС**
Состав содара:	Антенна, модуль приемо-передачи, АЦП-ЦАП, усилитель мощности, компьютер, программное обеспечение	Антенна, ПЛИС, Усилитель мощности, модуль памяти для записи и хранения информации, компьютер для отображения данных
Метод расчета доплеровского сдвига частоты	Быстрое преобразование Фурье	Корреляционный анализ
Разрешение по высоте	В зависимости от настроек программного обеспечения, но не менее 5 метров	Около 10 см
Потребляемая мощность	Определяется используемыми усилителем мощности и компьютером	Определяется по большей части усилителем мощности
Управление содаром	С компьютера, через программное обеспечение	Переключателями на плате ПЛИС. Дополнительно с компьютера
Мертвая зона при длительности излучаемого импульса равного 50 мс	Около 35 метров	10 метров при 50 мс излучаемом сигнале

Весь содар реализован на одной ПЛИС схеме Altera Cyclone II EP2C20 [3] с аудио кодеком WM8731 Audio Codec [4]. С помощью задающего генератора формируется излучаемый сигнал. Устанавливается длительность импульса на излучение. Устанавливается строб периода, т.е. время работы содара на прием отраженного сигнала. Далее через ЦАП аудио-кодека и усилителя мощности сигнал поступает на излучающий элемент, которым в данной конструкции содара служит пьезоэлектрический громкоговоритель с рупором. Отраженный сигнал от атмосферы поступает на приемную антенну, далее через малошумящий усилитель и АЦП сигнал поступает на комплексный смеситель, где происходит умножение с опорной частотой излучаемого импульса и принимаемый сигнал когерентно переносится в основную полосу частот. После этого комплексные отсчеты сигнала записываются в буферную память, откуда по интерфейсу RS232 идет передача данных на компьютер, где происходит дальнейшая обработка сигнала и отображение результатов зондирования.

Для получения профиля ветра и вычисления доплеровского сдвига принятого сигнала в Matlab был написан модуль, содержащий 201 коррелятор, каждый из которых содержит в себе начальный сигнал, сдвинутый по частоте на 1 ГЦ друг от друга. Таким образом, мы имеем возможность отслеживать доплеровский сдвиг частоты принятого сигнала в диапазоне ± 100 Гц от центральной частоты исходного сигнала.

Формула для расчета радиальной скорости ветра [1]:

$$V = \frac{c}{2 f_u} f_д,$$

где c – скорость звука, f_u – центральная частота излучаемого сигнала, $f_д$ – частота доплеровского сдвига.

Результаты испытаний

Испытания разработанного акустического содара на ПЛИС проводились на крыше здания ИМКЭС СО РАН. На рисунке 3 показан макет содара, где в качестве излучателя и приемника использовались одинаковые пьезоэлектрические преобразователи с рупорами. Антенная часть содара закреплялась на штативе с возможностью регулировки по высоте, направлению и углу отклонения от горизонта.

Длительность задающего импульса варьировалась от 10 мс до 40 мс. Время приема устанавливалось равным 350 мс . Данное время приема было ограничено буферной памятью самой платы ПЛИС (ограничение буферной памяти 16384 семпла). Динамический диапазон АЦП – 85 дБ.

Основным результатом работы содара являлось получение факсимильных записей отраженного сигнала, которые необходимы для контроля термической структуры атмосферы. Мощность принятого сигнала зависит от турбулентных флуктуаций температуры, интенсивность и пространственно-временная структура которых тесно связана с температурной стратификацией атмосферного пограничного слоя [1]. Иными словами, факсимильная запись представляет собой объемный срез температурных неоднородностей по трассе зондирования.

Полученная в ходе эксперимента факсимильная запись отраженного от атмосферы сигнала показана на рисунке 4. Использование данного типа содара позволило значительно уменьшить «мертвую зону» принимаемого сигнала. Так для содара [2] «Звук-3» мертвая зона составляет около 35 метров, при аналогичных длительностях излучающего и принимающего сигнала. Это связано с особенностями работы приемо-передающего модуля, где на переключение реле требуется большой интервал времени. Разработанный содар при данной величине излучаемого импульса имеет мертвую зону около 5 метров.

Рис. 3. Макет содара

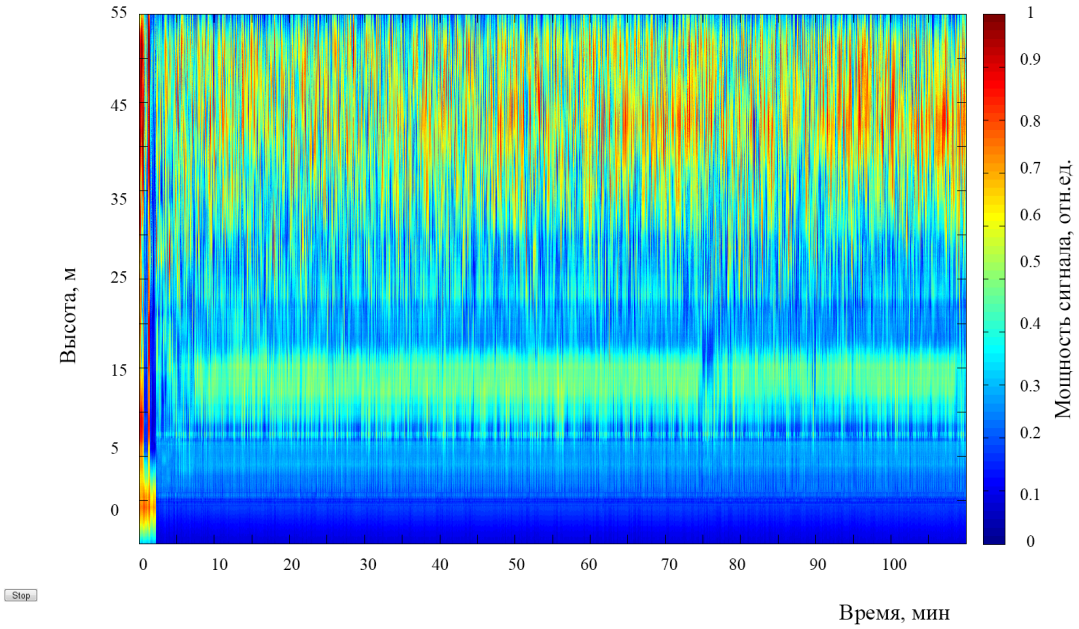


Рис. 4. Факсимильная запись отраженного от атмосферы акустического сигнала

На рисунке 5 представлено распределение доплеровского сдвига частоты по трассе зондирования в цветовой гамме.

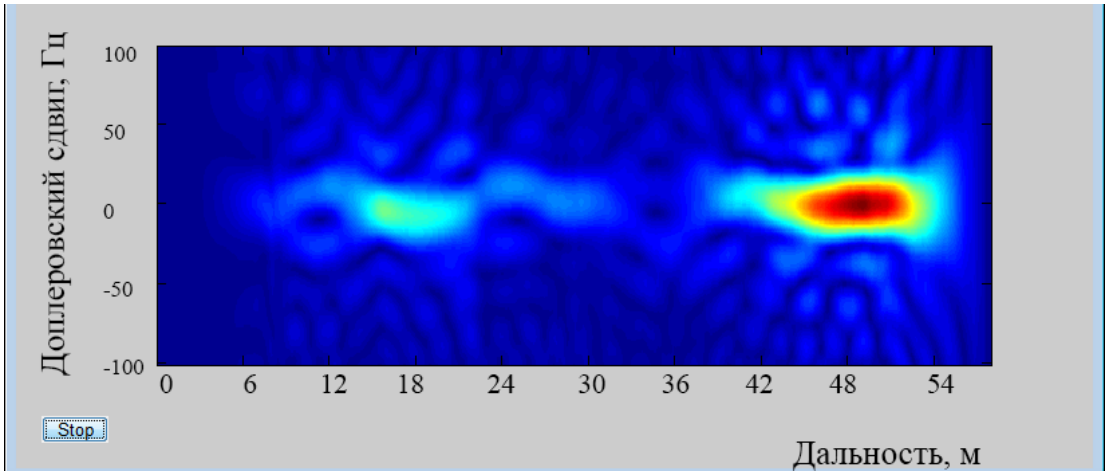


Рис. 5. Распределение доплеровского сдвига частоты по трассе зондирования

На рисунке 6 в качестве примера показан высотный профиль вертикальной составляющей скорости ветра, усредненный за 5 минут.

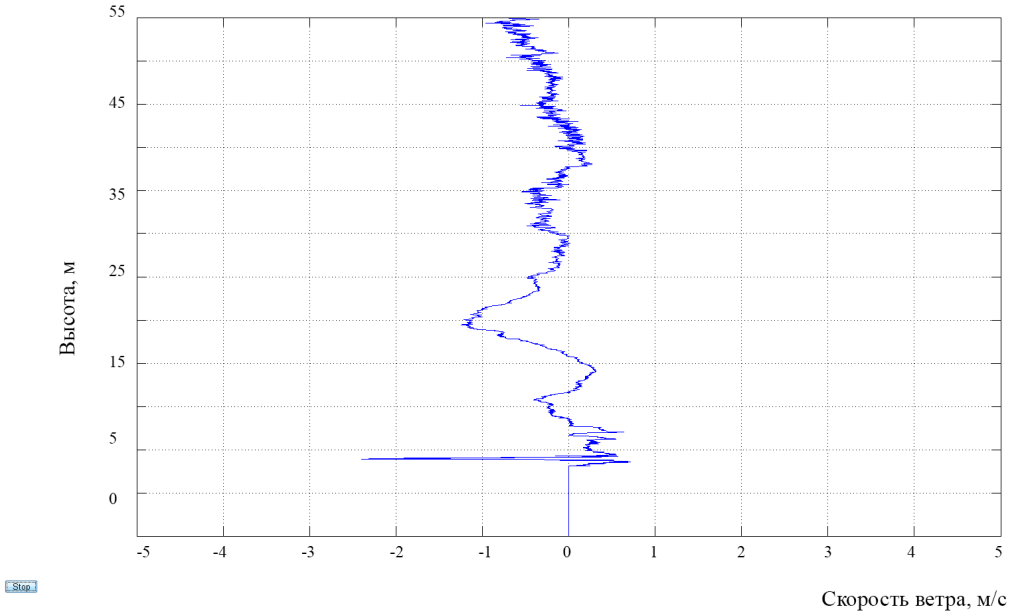


Рис. 6. Усредненный по 5 минутам профиль вертикальной составляющей скорости ветра

Заключение

В статье был рассмотрен способ построения акустического содара с использованием ПЛИС. Описаны его достоинства и недостатки. Приведены результаты натурных испытаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск, – 2001. – 278 с.
2. Красненко Н.П., Кудрявцев А.Н., Мананко Е.Е., Стафеев П.Г. Акустический локатор "Звук-3" для зондирования атмосферы // ПТЭ. – 2006. – № 6. – С. 100-102.
3. Красненко Н.П., Кудрявцев А.Н., Раков Д.С., Стафеев П.Г. Технические средства для исследования приземной атмосферы и распространения звуковых волн // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 2. – С. 158–164.
4. URL: http://www.altera.com/products/devkits/altera/kit-cyc2-2C20N.html (дата обращения 28.09.2013).
5. URL: http://www.analog.com/ru/evaluation/eval-ad5380/eb.html (дата обращения 28.09.2013).

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Красненко Н.П.[1, 2)], Шаманаева Л.Г.[3)]

[1)] Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН
[2)]Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
[3)]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

E-mail: krasnenko@imces.ru; sima@iao.ru

В докладе представлен оригинальный метод акустического зондирования атмосферной турбулентности. Предложен и реализован замкнутый итерационный алгоритм обработки содарных данных с учетом турбулентного ослабления звука по трассе распространения до зондируемого объема и обратно, позволяющий впервые одновременно восстанавливать вертикальные профили структурных характеристик полей температуры и скорости ветра и исследовать их взаимосвязь. Анализируется пространственно-временная динамика трех компонентов скорости ветра, продольных и поперечных структурных функций поля скорости ветра, структурных характеристик температуры и скорости ветра, скорости диссипации кинетической энергии турбулентности, и внешних масштабов температурной и динамической турбулентности. Результаты содарных измерений показали, что поперечная структурная функция значительно меньше продольной, что указывает на сильную анизотропию атмосферных флуктуаций в продольном и поперечном направлении и сдавливании мелкомасштабной турбулентности в вертикальном направлении. При этом вертикальные профили структурных характеристик скорости ветра, рассчитанные с использованием продольной и поперечной структурных функций, хорошо согласуются между собой и описываются предсказанной теорией $z^{-2/3}$ зависимостью от высоты. В течение суток, значения скорости диссипации изменяются на 2 порядка, при этом она минимальна в утренние часы, затем увеличивается, достигая максимума в вечерние часы (21 час по местному времени), а затем вновь уменьшается примерно на порядок в ночные часы. С ростом высоты, скорость диссипации вначале уменьшается, а затем остается практически постоянной. В реальном масштабе времени визуализирована структура как температурной, так и ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы, что может быть использовано для повышения безопасности взлета и посадки самолетов. Эффективность метода подтверждена сравнением полученных результатов с данными лидарного зондирования и согласием полученных результатов с имеющимися теоретическими оценками.

Знание характеристик атмосферной турбулентности имеет фундаментальное значение для исследования структуры и динамики атмосферного пограничного слоя (АПС) и построения его математической модели, широко используемой для целей синоптического прогноза, теоретического анализа и прогноза распространения электромагнитного и акустического излучений, а также диффузии загрязняющих примесей. Статистические характеристики атмосферной турбулентности зависят от высоты над земной поверхностью. При анализе случайного поля скорости ветра в атмосфере, в качестве основных характеристик мелкомасштабных пульсаций используются структурные функции – средние квадраты разностей компонент скорости ветра в двух точках. Применение содаров позволяет получать длинные временные ряды наблюдений вертикальных профилей вектора скорости вектора и рассчитывать структурные функции поля скорости ветра для разноса точек наблюдения вплоть до нескольких сотен метров [1–5].

В докладе анализируется пространственно-временная динамика характеристик атмосферной турбулентности, включая три компонента скорости ветра, продольные и поперечные структурные функции поля скорости ветра, структурные характеристики температуры и скорости ветра, скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, и внешние масштабы температурной и динамической турбулентности, рассчитанные из временных рядов вертикальных профилей вектора скорости ветра, измеренных содаром “Звук-2” с рабочей частотой 1700 Гц и мини-содаром AV4000 с рабочей частотой 4900 Гц [7] с использованием замкнутого итерационного алгоритма

обработки содарных данных с учетом турбулентного ослабления звука по трассе распространения до зондируемого объема и обратно, позволяющего впервые одновременно восстанавливать вертикальные профили структурных характеристик полей температуры и скорости ветра и исследовать их взаимосвязь.

Доплеровские содары позволяют получать длинные временные ряды вертикальных профилей трех компонент скорости ветра $V_{i,j}(z_k)$ в высотных стробах z_k, где $i = x, y, z$, $j = 1, \ldots, N$ обозначает порядковый номер профиля скорости ветра в серии из N измерений, и $k = 1, \ldots, M$ обозначает порядковый номер строба. Их можно использовать для расчета временных продольных и поперечных структурных функций для каждого высотного строба z_k:

$$D_{rr}\left(z_k, n\Delta t\left\langle \boldsymbol{V}(z_k)\right\rangle\right) = \frac{1}{N-n-1} \times \sum_{j=1}^{N-n-1}\left[V'_{j+n}(z_k) - V'_j(z_k)\right]^2, \; n = 1, \ldots, N/5, \tag{1}$$

$$D_{tt}\left(z_k, n\Delta t\left\langle V_z(z_k)\right\rangle\right) = \frac{1}{N-n-1} \sum_{j=1}^{N-n-1}\left[V_{z,j+n}(z_k) - V_{z,j}(z_k)\right]^2, \; n = 1, \ldots, N/5. \tag{2}$$

Здесь

$$\left|\boldsymbol{V}(z_k)\right| = \sqrt{\left\langle V_x(z_k)\right\rangle^2 + \left\langle V_y(z_k)\right\rangle^2 + \left\langle V_z(z_k)\right\rangle^2}, \tag{3}$$

$$\left\langle V_i(z_k)\right\rangle = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N} V_{i,j}(z_k), \quad i = x, y, z, \tag{4}$$

$$V'_j(z_k) = \left\{V_{x,j}\left\langle V_x(z_k)\right\rangle + V_{y,j}(z_k)\left\langle V_y(z_k)\right\rangle + V_{z,j}(z_k)\left\langle V_z(z_k)\right\rangle\right\} \Big/ \left|\left\langle \boldsymbol{V}(z_k)\right\rangle\right| \tag{5}$$

- продольный компонент вектора скорости ветра по результатам единичного измерения для высотного строба z_k, и $\left\langle \boldsymbol{V}(z_k)\right\rangle$ - вектор скорости ветра для строба z_k усредненный за период измерения $T = Nt$.

Вертикальные профили структурной характеристики скорости ветра $C_V^2(z_k)$ рассчитывались по формуле [8]

$$C_V^2(z_k) = \left\langle \left[V_{z,j}(z_k + r) - V_{z,j}(z_k)\right]^2 \right\rangle \cdot r^{-2/3}. \tag{6}$$

Согласно [9], разнос точек наблюдения может быть выбран либо в горизонтальном направлении, либо в вертикальном направлении. В первом случае, $C_{Vt}^2(z_k)$ рассчитывается из вертикального компонента скорости ветра, измеренного в стробе z_k с временной задержкой $n_t\Delta t$ ($n_t = 1, \ldots, N/5$, N – число измерений в серии и Δt – период повторения импульсов; в этом случае, $r = n_t\Delta t\left\langle \boldsymbol{V}(z_k)\right\rangle$). Во втором случае, $C_{Vz}^2(z_k)$ рассчитывается из вертикального компонента скорости ветра, измеренного в различных стробах, разнесенных на расстояние $r = n_z\Delta z$ (здесь Δz – вертикальная протяженность строба, и M – число стробов в интервале высот зондирования).

Скорость диссипации кинетической энергии турбулентности $\varepsilon(z_k)$ рассчитывалась по структурной характеристике скорости ветра с использованием формулы [9]

$$\varepsilon(z_k) = \left[\frac{C_V^2(z_k)}{1.97}\right]^{3/2}. \tag{7}$$

По мощности сигнала обратного рассеяния, с использованием итерационного алгоритма, рассчитывался вертикальный профиль структурной характеристики температуры и внешний масштаб температурной турбулентности.

Математически, внешний масштаб температурной турбулентности вычислялся с использованием замкнутого итерационного алгоритма, учитывающего дополнительное турбулентное ослабление сигнала. Выражение для i-той итерации внешнего масштаба

температурной турбулентности $L_{0T}^{(i)}$ в зависимости от высоты z_k над подстилающей поверхностью имеет вид

$$L_{0T}^{(i)}\left(z_k\right)=\left[\frac{C_T^{2(i)}\left(z_k\right)}{2.8\gamma_a^2}\right]^{3/4}. \qquad (8)$$

Здесь γ_a – адиабатический градиент температуры, $C_T^{2(i)}\left(z_k\right)$ – i-тая итерация структурной характеристики температуры, которая для j-того измерения рассчитывается по формуле

$$C_{0Tj}^{2(i)}\left(z_k\right)=\frac{2.7\cdot 10^2 A_c\lambda^{1/3}T^2z^2P_j\left(z_k\right)}{\gamma_1\gamma_2 c\tau A_t P_0 L^{(i-1)}\left(z_k\right)}, \qquad (9)$$

c – скорость звука, $\lambda = c/f$ –длина волны, f – рабочая частота содара, T – поверхностная температура воздуха, τ – длительность импульса содара, A_c – инструментальная константа, A_t – площадь приемопередающей антенны содара, $P_j(z_k)$ – мощность сигнала обратного рассеяния с высоты z_k в j-том измерении, j = 1, …, N, P_{0j} – мощность излучаемого сигнала, γ_1 и γ_2 – коэффициенты преобразования электрического сигнала в акустический и наоборот,

$$L^{(i)}\left(z_k\right)=L_{abs}\left(z_k\right)\cdot L_{turb}^{(i)}\left(z_k\right) \qquad (10)$$

– i-тая итерация фактора ослабления, i =1, …, M, обусловленная классическим и молекулярным поглощением звуковых волн и его турбулентным ослаблением [10] при распространении от передатчика до рассеивающегося объема и обратно.

Пространственная структурная функция скорости ветра в зависимости от разноса точек наблюдения r в инерционном ($l_{0V} \ll r \ll L_{0V}$, где l_{0V} – внутренний и L_{0V} – внешний масштабы динамической турбулентности) и энергетическом интервалах ($L_{0V} \ll r$) описывается следующими соотношениями [11]:

$$D\left(z_k,r\right)=\begin{cases} C_V^2\left(z_k\right)\cdot r^{2/3}, & l_{0V} \ll r \ll L_{0V}\left(z_k\right), \\ C_V^2\left(z_k\right)\cdot L_{0V}\left(z_k\right)^{2/3}, & L_{0V}\left(z_k\right) \ll r. \end{cases} \qquad (11)$$

Она пропорциональна $r^{2/3}$ в инерционном интервале и затем насыщается на постоянную величину. Точка перегиба зависимости структурной функции от разноса точек наблюдения в степени 2/3 и определяет величину внешнего масштаба $L_{0V}\left(z_k\right)$ динамической турбулентности. Формулы (1), (2) и (6)–(9) были реализованы в замкнутом итерационном вычислительном алгоритме.

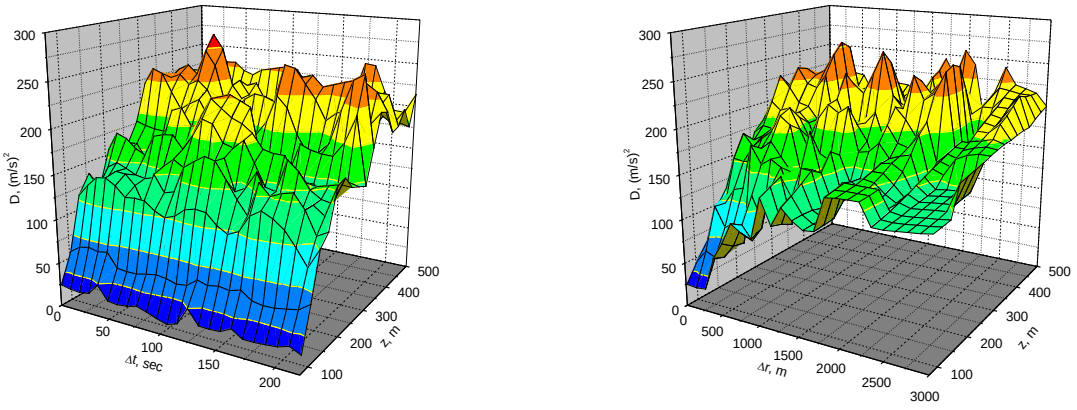
Измерения проводились трехкомпонентным моностатическим допплеровским содаром “Звук-2” [12] с рабочей частотой 1700 Гц, периодом посылки импульсов 11,5 с, длительностью импульса 150 мс. Одна приемная антенна содара была ориентирована вертикально, а две другие наклонены под углом 20° к вертикали в ортогональных плоскостях. Нормированная мощность сигнала обратного рассеяния измерялась с высотным разрешением $\Delta z = 2$ м, минимальная высота зондирования варьировала от 48 до 74 м в зависимости от шумовой обстановки в период измерения. Итерации прекращались на высоте z_M, когда они начинали расходиться. При этом дополнительно контролировалось отношение сигнал/шум по факсимильной записи сигнала. Обрабатывались серии из $N = 53$ измерений, что обеспечивало 10-мин период усреднения. Аппаратурные константы содара “Звук-2”, входящие в формулу (11), были определены в [13] путем калибровки содара по результатам независимых измерений C_T^2 ультразвуковым термометром/анемометром в условиях развитой конвекции.

Обрабатывались также результаты измерений автономным допплеровским мини-содаром AV4000 на 50-элементной фазированной антенной решетке [7]. Рабочая частота содара 4900 Гц, длительность импульса излучения τ = 60 мс, излучение посылалось под

углами 76, 76, и 90° к горизонту. Высотные профили трех компонентов скорости ветра $V_{i,j}(z_k), i = x, y, z,\ j = 1, \ldots, N$ измерялись в $M = 40$ стробах z_k шириной $\Delta z = 5$ м в диапазоне высот 20–200 м. Серии из $N = 150$ профилей обеспечивали получение структурных функций скорости ветра с 10-мин усреднением.

На рис. 1*а* приведен типичный пример временной продольной структурной функции скорости ветра $D_{rr}(z, \Delta t)$, рассчитанной по формуле (1) по результатам измерений содаром "Звук-2" с 10:00 до 10:10, местного времени, 25 июня 1997 г., а на рис. 1*б* показана соответствующая ей пространственная структурная функция $D_{rr}(z, \Delta r)$, полученная с использованием гипотезы замороженной турбулентности [8]. Видно, что временные структурные функции с увеличением интервала времени наблюдений остаются практически постоянными, испытывая только локальные осцилляции. Их значения растут с увеличением высоты зондирования. Пространственные структурные функции вначале растут с увеличением разноса точек наблюдения, а затем выходят на режим насыщения, как и предсказывается теорией [8, 11]. Анализ полученных результатов показал, что с увеличением высоты зондирования, насыщение наблюдается при меньших разносах Δr.

На рис. 2 показана продольная временная структурная функция скорости ветра рассчитанная с использованием уравнения (1). Высотные профили вектора скорости ветра измерялись мини-содаром 25 мая 2006 г. с 16 ч до 16ч 10 мин. Видно, что поле скорости ветра однородно во времени; оно остается практически неизменным с увеличением времени и растет с высотой точки наблюдения. При этом с увеличением высоты наблюдения с 30 до 110 м, значение структурной функции возрастает с ~10 м^2/с^2 до ~50 м^2/с^2. Для больших высот, $D_{rr}(z, \Delta t)$ увеличивается быстрее, достигая ~100 м^2/с^2 для $z = 125$ м. Два слоя интенсивной турбулентности, в которых $D_{rr}(z, \Delta t)$ достигает 135 м^2/с^2, располагаются на высотах 125–145 м и 170–180 м. Для высот более 180 м, структурная функция насыщается на $D_{rr}^{\text{sat}}(z, \Delta t) \approx 100$ м^2/с^2.



а *б*

Рис. 1. Продольная временная (а) и пространственная (б) структурные функции скорости ветра по результатам измерений содаром "Звук-2"

Соответствующая временная поперечная структурная функция $D_{tt}(z, \Delta t)$, рассчитанная по формуле (2), приведена на рис. 3. Она много меньше $D_{rr}(z, \Delta t)$, что отмечалось ранее в [3–5]. Сильная анизотропия временных спектров флуктуаций амплитуды звуковой волны при ее продольном и поперечном распространении относительно скорости ветра отмечалась также в [14], При этом корреляция в продольном направлении была намного более сильной, чем в поперечном. Временная поперечная структурная функция, в отличие от продольной, изменяется со временем. С увеличением высоты, она растет, и насыщается на $D_{tt}^{\text{sat}}(z, \Delta t) \approx 0.23$ м^2/с^2. Отчетливо видны мелкомасштабные неоднородности со временем жизни порядка 10 с.

Следует отметить, что в дополнение к традиционным факсимильным записям содаров, которые иллюстрируют динамику температурной турбулентности в пограничном слое атмосферы, представленные результаты иллюстрируют динамику ветровой турбулентности, наглядно показывая слои более интенсивной ветровой турбулентности, что может быть использовано, например, для повышения безопасности полетов.

Суточная динамика структурной характеристики поля скорости ветра иллюстрируется на рис. 4, где показаны вертикальные профили C_V^2, рассчитанные по данным ежечасных измерений мини-содаром, усредненные за период 10 мин (по 150 индивидуальным профилям) 13 сентября 2006 г. с 11 ч до 22 ч. Здесь профили (*a*) получены с 11 ч 10 до 11 ч 20 мин, (*b*) с 12 ч 10 до 12 ч 20 мин, … , профили (*l*) с 22 ч 10 мин до 22 час 20 мин. Пунктирная кривая иллюстрирует высотную зависимость $C_V^{2(\text{теор})}(z) \sim z^{-2/3}$, предсказанную теоретически в [8] для условий развитой конвекции. Из графиков видно, что для представленной серии измерений, $C_V^{2(\text{теор})}(1\,\text{м})$ остается постоянной и равной 0,18 м$^{4/3}$·с^2 с 11 до 15 ч, затем в 16 ч уменьшается до 0,12 м$^{4/3}$·с^2, с 17 ч растет с 0,15 м$^{4/3}$·с^2 до 0,22 м$^{4/3}$·с^2 в 18 ч, достигая максимального значения 0,25 м$^{4/3}$·с^2 в 19 и 20 ч, затем уменьшается до 0,1 м$^{4/3}$·с^2 в 21 ч, и вновь возрастает до 0,22 м$^{4/3}$·с^2 в 22 ч.

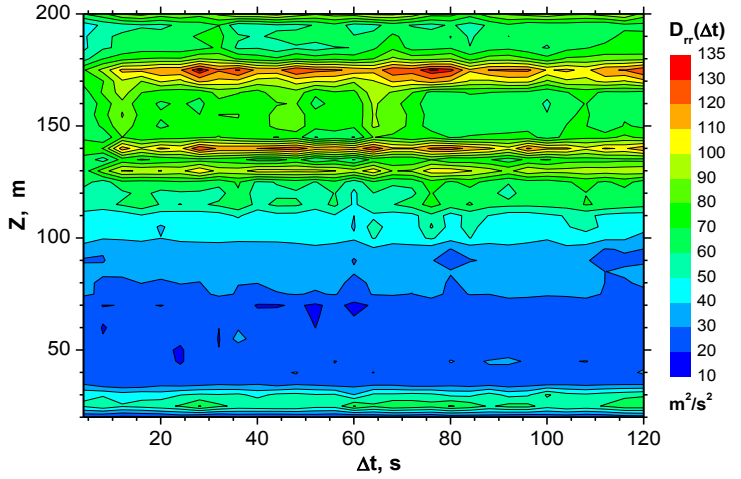


Рис. 2. Продольная временная структурная функция скорости ветра $D_{rr}(z,\Delta t)$, рассчитанная по результатам измерений мини-содаром

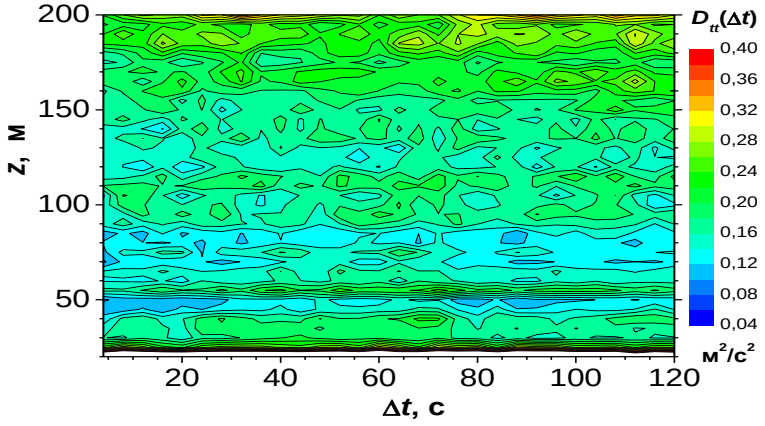


Рис. 3. Поперечная временная структурная функция скорости ветра $D_{tt}(z,\Delta t)$, рассчитанная по результатам измерений мини-содаром

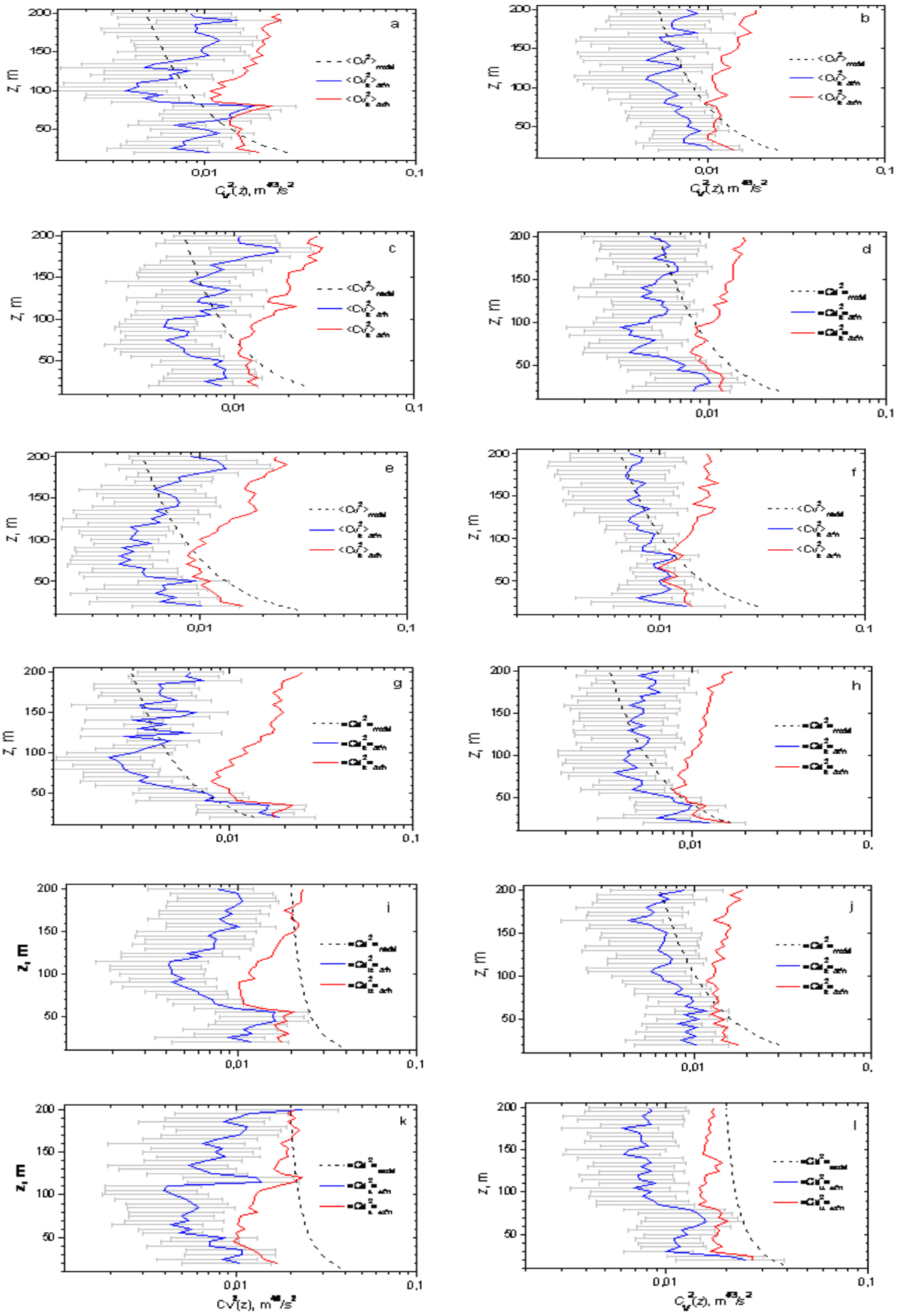


Рис. 4. Почасовая динамика структурной характеристики поля скорости ветра. Горизонтальными линиями отмечены 95% доверительные интервалы

Временная динамика вертикального профиля скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ε, рассчитанная по формуле (7) из данных минисодара AV4000 с учетом дополнительного турбулентного ослабления, приведена на рис. 5. Месяц, число, год, и время начала 10-мин серии содарных измерений указаны справа на рисунке. Для сравнения, звездочками показаны результаты восстановления ε по измерениям 2-мкм когерентным доплеровским лидаром, опубликованные в [15].

Видно хорошее согласие результатов лидарных и акустических измерений. Анализ результатов, представленных на рис. 5 показал, что $\varepsilon(z)$ уменьшается примерно на порядок с увеличением местного времени измерений с 01:00 до 09:00, что согласуется с результатами лидарных измерений, представленных в [16]. Она достигает минимума в 11:00. Скорость диссипации 16 сентября растет примерно на полтора порядка, когда местное время измерения увеличивается с 11:00 до 21:00, а затем начинает уменьшаться, когда время измерений увеличивается до 23:00. Для $z = 100$ м 17 сентября, она уменьшается с $\sim 8 \cdot 10^{-4}$ м^2/с^2 в 01:00 до $1 \cdot 10^{-4}$ м^2/с^2 в 05:00.

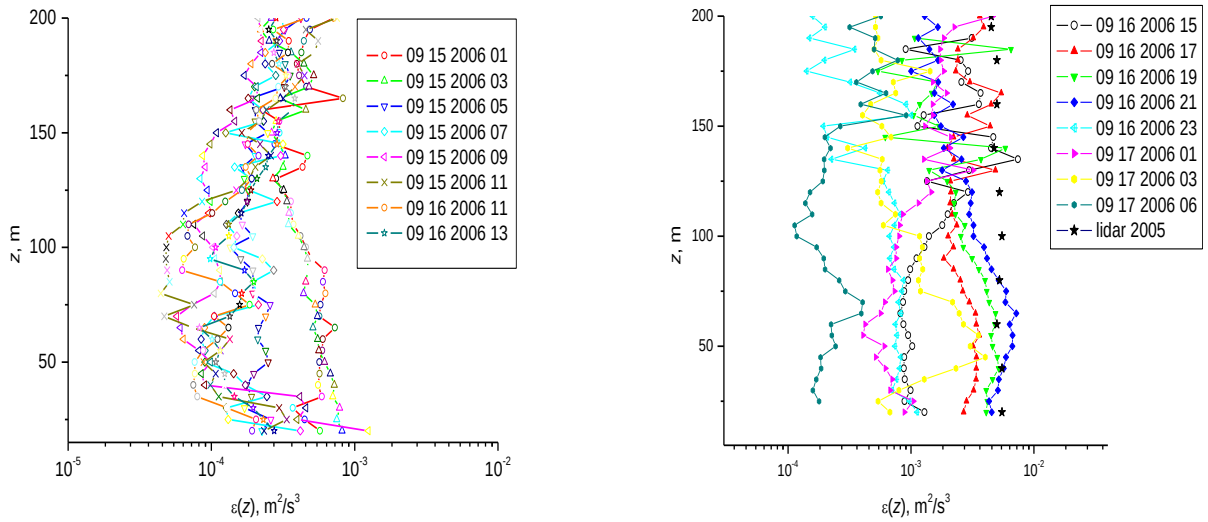


Рис. 5. Скорость диссипации кинетической энергии турбулентности по результатам измерений мини-содаром

На рис. 6 приведены результаты измерений внешнего масштаба температурной турбулентности $L_{0T}(z)$, выполненных в условиях развивающейся конвекции (*а*) в утренние часы (с 10:00 местного времени), развитой дневной конвекции (*б*) (с 15:00 местного времени), и в условиях устойчивой стратификации (*в*, *г*).

Видно, что внешний масштаб температурной турбулентности растет с высотой, что согласуется с его моделями, обзор которых представлен в [15].

На рис. 7 приведена полусуточная почасовая динамика вертикальных профилей внешнего масштаба динамической турбулентности, рассчитанных по 10-минутным сериям мини-содарных измерений с 11:00 до 23:00 местного времени. Из рисунка видно, что внешний масштаб динамической турбулентности лежит в интервале от 5 м до 100 м, что хорошо согласуется с результатами его теоретической оценки в [17] и результатами самолетных измерений в [18]. Прослеживается также общая тенденция роста внешнего масштаба с высотой, отмеченная в [17, 18]. Что касается временной динамики, видно, что максимальные значения внешнего масштаба наблюдаются в утренние и вечерние часы. При этом внешний масштаб изменяется утром больше, чем в дневное и вечернее время, и его вертикальная стратификация также более ярко выражена в утренние часы.

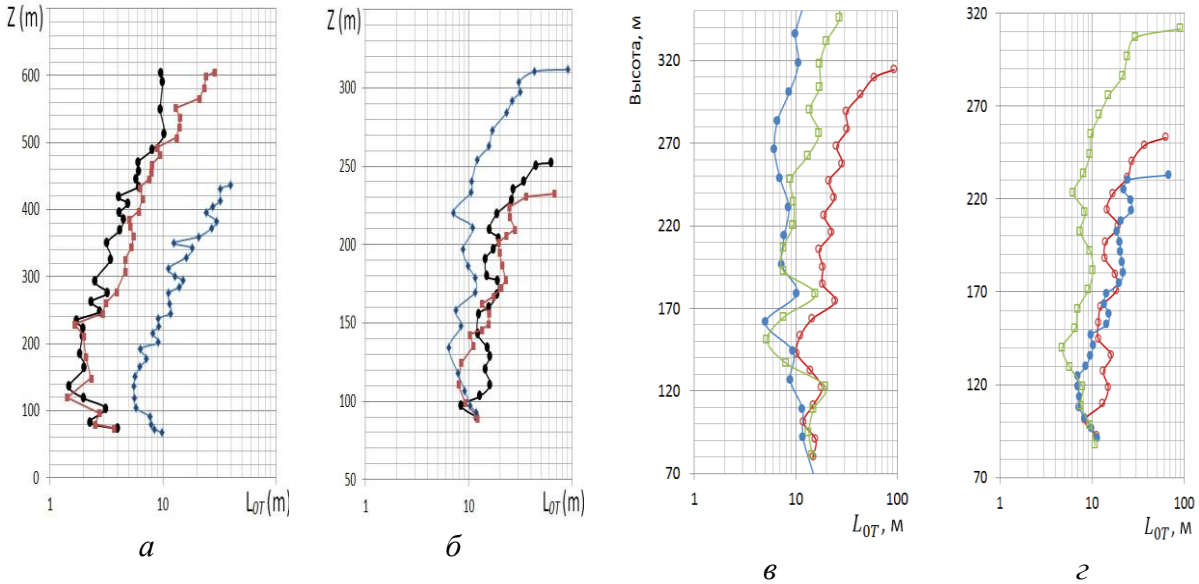


Рис. 6. Внешний масштаб температурной турбулентности для 3-х последовательных 10-минутных серий измерений содаром "Звук-2" (кружки, ромбики, квадратики) в условиях развивающейся (а) и развитой конвекции (б) и в условиях устойчивой стратификации (светлые кружки, темные кружки, светлые квадратики). с 01:00 местного времени

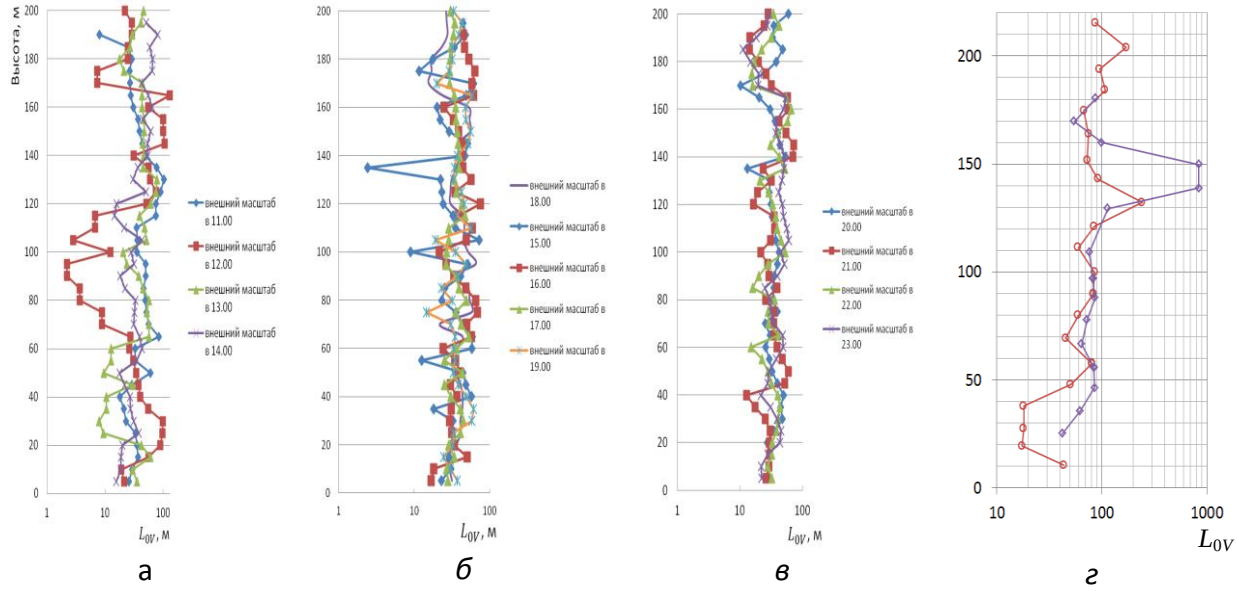


Рис. 7. Полусуточная почасовая динамика высотных профилей внешнего масштаба динамической турбулентности по результатам мини-содарных изменений. Время начала измерения профиля, усредненного за 10 мин период, указано справа от кривых

Для сравнения, на рис. 7, *г* показан высотный профиль внешнего масштаба динамической турбулентности по данным ночных измерений [19] 2-мкм допплеровским лидаром с 23:23 до 23:40 местного времени с использованием азимутальной структурной функции после пространственной фильтрации лидарных данных (кружки) а также с использованием радиальной структурной функции после пространственной фильтрации лидарных данных (ромбики). Из рисунка видно хорошее согласие наших результатов с данными лидарных измерений. Также обращает на себя внимание наличие ярко выраженной слоистой структуры внешнего масштаба динамической турбулентности как по содарным, так и по лидарным данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coulter R.L., Kallistratova M.A. Two decades of progress in sodar technique: A review of 11 ISARS Proceedings // Meteorology and Atmospheric Physics. –2004. – V. 85. – Nos. 1-3. – P. 3-19.
2. Богушевич А.Я., Шаманаева Л.Г. Структурные функции поля скорости ветра в атмосфере по данным акустического зондирования // Опт. атм. океана. – 1999. – Т. 12. – № 1. – С. 54–57.
3. Shamanaeva L.G. Sodar-derived structural functions of the wind velocity field // Proc. 14th Int. Symp. for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing. Denmark. – 2008. – P. 012007-1–012007-6.
4. Андервуд К.Х., Шаманаева Л.Г. Характеристики турбулентности по данным минисодара // Известия Вузов. Физика. – 2010.– № 5. – С. 85-90.
5. Underwood K., Shamanaeva L. Retrieval of the turbulence characteristics from minisodar data // 14th International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing ISARS 2010. P. O-TUR/05-1–O-TUR/05-4 [Электронный ресурс] – Режим доступа. – URL: http://www.isars2010.uvsq.fr.
6. Андервуд К.Х., Шаманаева Л.Г. Временная динамики поперечной и продольной структурных функций и характеристик поля скорости ветра по результатам акустического зондирования // Известия Вузов. Физика. – 2011. – № 11. – С. 102-108.
7. http: // minisodar.org>.
8. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М: Наука, 1967.
9. Coulter R.L. A case study of turbulence in the stable nocturnal boundary layer // Bound. Layer Meteor. –1990. – V. 52. – P. 75–91.
10. Baikalova R.A., Krekov G.M., Shamanaeva L.G. Theoretical estimates of sound scattering by atmospheric turbulence // J. Acoust. Soc. Am. – 1988. – V. 83. – No. 4. – P. 1332–1335.
11. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
12. Krasnenko N.P., Shamanaeva L.G. Sodar measurements of the structural characteristics of temperature fluctuations and the outer scale of turbulence // Meteorol. Z. – 1998. – V. 7. – P. 392–397.
13. Krasnenko N.P., Shamanaeva L.G. Sodar derived vertical profiles of the structure characteristics of temperature fluctuations and the outer scale of turbulence // Proc. 9th Int. Symp. on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans, Vienna. – 1998. – P. 223-226.
14. Патрушев Г.Я., Ростов А. П. Анизотропия временных спектров флуктуации звуковой волны при распространении над земной поверхностью в турбулентной атмосфере // Акустический журнал. – 1996. – Т. 42. – № 1. – С. 88–90.
15. Банах В.А., Рам С., Смалихо И.Н., Фалиц А.В. Измерение параметров атмосферной турбулентности сканирующим в вертикальной плоскости импульсным когерентным ветровым лидаром // Оптика атмосферы и океана. – 2007. – Т. 20. – № 12.
16. Банах В.А., Смалихо И.Н., Пичугина Е.Л., Брюер А. Репрезентативность измерений скорости диссипации энергии турбулентности сканирующим когерентным доплеровским лидаром // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 10. – С. 966–972.
17. Ostashev V.E., Wilson D.K. Relative contribution from temperature and wind velocity fluctuations to the statistical moments of a sound field in a turbulent atmosphere // Acustica. Acta Acustica. – 2000. – V. 86. – P. 260–268.
18. Lenschow D.H., Stankov B.B. Length scales in the convective boundary layer // J. Atm. Sciences. – 1986. – V. 43. – No. 12. – P. 1198–1209.
19. Frehlich R., Meillier Y., Jensen M. L. Measurements of the boundary layer profiles with in situ sensors and Doppler lidar// J. Atm. Oceanic Technol. – 2008. – V. 25. – No. 8. – P. 1328–1340.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НАД ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В ПРЕДЕЛАХ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ

Красненко Н.П.[1, 2)], Раков Д.С.[1, 2)], Раков А.С.[1, 2)]

[1)]Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук, Томск

[2)]Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск

E-mail: krasnenko@imces.ru, rakov@imces.ru

Проведены экспериментальные исследования приземного распространения звуковых волн на малых трассах от направленного источника звука. Дано описание экспериментального оборудования. Приведены результаты этих исследований. Показано влияние рельефа подстилающей поверхности на уровень принимаемого звукового сигнала при небольших высотах трасс распространения звука.

Распространение звука вблизи поверхности земли имеет свои особенности, в отличие от распространения в свободном пространстве [1-3]. Помимо существенного влияния метеорологических условий (значений скорости и направления ветра, температуры и влажности воздуха, характеристик турбулентности атмосферы и их распределения с высотой) на приземное распространение звука влияет подстилающая поверхность земли, а точнее ее импедансные свойства и рельеф, которые определяют величину коэффициента отражения звуковых волн от земли и, в конечном итоге, величину их ослабления. Влияние земной поверхности будет определяющим на относительно малых расстояниях в пределах прямой видимости и в тех случаях, когда рефракция звука будет несущественной.

Проблема влияния земной поверхности земли особенно актуальна при распространении широкополосных звуковых сигналов, которые используются в системах звукового вещания, связи, локации, а также при решении экологических проблем, связанных с воздействием внешних акустических шумов. Влияние поверхности земли сводится к тому, что с расстоянием меняется не только величина сигнала (уровень звукового давления), но и изменяется форма амплитудно-частотной характеристики передаваемого (или принимаемого) сигнала. С одной стороны на это влияет интерференция волн в точке приема, имеющая место при поднятых над поверхностью земли источнике и приемнике звука, что характерно для используемых на практике акустических систем, с другой стороны, это обусловлено частотной зависимостью импеданса земной поверхности.

Модель приземного распространения звуковых волн на относительно малые расстояния в пределах прямой видимости. Данная модель основывается на том, что в заданную точку пространства от источника приходят два луча: прямой и отраженный от поверхности земли (рис. 1), причем прямой луч не имеет точки поворота (нет рефракции). Такая ситуация характерна, как уже упоминалось выше, при одновременно малых значениях скорости ветра и градиента температуры воздуха для относительно коротких длинах трасс распространения звука r порядка нескольких десятков и сотен метров. Данная модель распространения звука в приземном слое атмосферы соответствует нейтральному режиму распространения звука [4].

Суммарное звуковое давление в точке приема можно записать как

$$p = p_d + R_p \cdot p_r, \qquad (1)$$

где p_d - звуковое давление прямой волны, а p_r - звуковое давление зеркально отраженной волны, R_p — коэффициент отражения звука от поверхности земли.

Рис. 1. Геометрия приземного распространения звука

Так как обычно реальный участок земной поверхности представляет собой сложную структуру, у которой трудно определить толщину отражающего слоя, то в целях упрощения, земную поверхность представляют в виде слоя полубесконечной толщины с локально отражающей граничной поверхностью. В этом случае коэффициент отражения записывается в виде:

$$R_p(\varphi) = \frac{\sin\phi - \dfrac{Z_{air}}{Z_{ground}}}{\sin\phi + \dfrac{Z_{air}}{Z_{ground}}}, \qquad (2)$$

где ϕ – угол отражения отраженной волны от поверхности.

Для сферической звуковой волны как прямая, так и отраженная волна будут претерпевать дополнительное ослабление. Величину данного ослабления можно выразить через поле в точке приема, по аналогии с теорией электромагнитных волн, которое записывается в виде [4]:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{1}{r_d}\cdot e^{-i\cdot k\cdot r_d} + \frac{R_p}{r_r}\cdot e^{-i\cdot k\cdot r_r} + (1-R_p)\cdot\frac{F(w)}{r_r}\cdot e^{-i\cdot k\cdot r_r}, \qquad (3)$$

где p — звуковое давление в точке приема, p_0 — уровень звукового давления источника, измеренного на расстоянии 1 метр от апертуры, r_d и r_r — расстояния от источника до приемника и от мнимого источника до приемника, соответственно, $F(w)$ — коэффициент поверхностных потерь.

Первый член уравнения (3) описывает прямую волну, распространяющуюся от источника к приемнику. Второй член уравнения описывает отраженную волну. Первые два члена определяют решение для плоской волны, основное ослабление которой возникает при $\sin\varphi \ll Z_{air} / Z_{ground}$.

Третий член уравнения описывает поверхностную волну, которая показывает различия между отраженной плоской волной и сферической волной.

Коэффициент поверхностных потерь, описывающий взаимодействие сферического волнового фронта падающего излучения с плоской подстилающей поверхностью, записывается в виде [2, 4]:

$$F(w) = 1 + 2\cdot i\cdot(\pi\cdot w)^{1/2}\cdot e^{-w}\cdot\int_{-i\cdot w^{\frac{1}{2}}}^{\infty} e^{-u^2}du, \qquad (4)$$

где w — численное расстояние, которое задается в виде:

$$w^2 = \frac{2 \cdot i \cdot k \cdot r_r}{\left(1 - R_p\right)^2 \cdot \cos^2 \phi} \cdot \left(\sin\phi + \frac{Z_{air}}{Z_{ground}} \right)^2 \Big/ \left(1 + \sin\phi \cdot \frac{Z_{air}}{Z_{ground}} \right). \quad (5)$$

В допущении локально-отражающей граничной поверхности выражение (5) упрощается [4]:

$$w^2 = \frac{i \cdot k \cdot r_r}{2} \cdot \frac{\left(\sin\phi + \frac{Z_{air}}{Z_{ground}} \right)^2}{\left(1 + \sin\phi \cdot \frac{Z_{air}}{Z_{ground}} \right)}. \quad (6)$$

Для коротких трасс и при высоких значениях импеданса подстилающей поверхности $(|w| < 1)$ выражение (4) имеет вид:

$$F(w) = 1 + i \cdot \sqrt{\pi} \cdot w \cdot e^{-w^2}. \quad (7)$$

Для длинных трасс и малых значениях импеданса поверхности $(|w| > 1)$:

$$F(w) = 2 \cdot i \cdot \sqrt{\pi} \cdot w \cdot e^{-w^2} \cdot H\left[-\mathrm{Im}(w)\right] - \frac{1}{2 \cdot w^2}, \quad (8)$$

где $H[x]$ — ступенчатая функция Хэвисайда ($H = 1$ при $x \geq 0$, $H = 0$ при $x < 0$), $\mathrm{Im}(w)$ обозначена мнимая часть численного расстояния w.

Подставляя (7) и (8) в (4) можно сделать следующие выводы. При скользящем падении лучей, звуковое давление от точечного источника в ближней зоне над поглощающей плоской поверхностью обратно пропорционально расстоянию, т.е. уменьшается на 6 дБ при удвоении расстояния. В дальней зоне звуковое давление обратно пропорционально квадрату расстояния до источника, т.е. уменьшается на 12 дБ при удвоении расстояния [6, 10].

Функция Хэвисайда в (8) дает существенный вклад для расстояний $r > 50$ м и частот $f < 300$ Гц при распространении над поверхностями с низким значением импеданса, например над травяным покровом. При подстановке этого члена в (4) он дает поверхностную волну, спадающую пропорционально корню квадратному из расстояния и экспоненциально уменьшающуюся с высотой над поверхностью земли.

Значение коэффициента ослабления звука, вызванного поверхностью земли, получается из выражения (4):

$$\alpha_{ground} = 20 \cdot \log \left| 1 + \frac{r_d}{r_r} \cdot Q \cdot e^{i \cdot k \cdot (r_r - r_d)} \right|, \text{ дБ} \quad (9)$$

где $Q = R_p + \left(1 - R_p\right) \cdot F(w)$.

Выражение (9) позволяет рассчитать ослабление приземной звуковой волны, если известен импеданс земной поверхности, в свою очередь, зависящий от частоты звукового излучения и типа подстилающей поверхности.

Модели импеданса земной поверхности.

Акустический импеданс (волновое сопротивление) среды определяется её структурой и упругостью (жесткостью). Поскольку свойства подстилающих поверхностей довольно разнообразны, возникают трудности в создании и использовании моделей акустического импеданса. Их разработка изначально была основана на результатах исследования акустических свойств различных материалов и только потом они стали применяться в расчетах характеристик звуковых волн при приземном распространении.

Так существует описание различных моделей акустического импеданса для пористых материалов [4], свойства которых определяются двумя параметрами — характеристическим импедансом поверхности и коэффициентом распространения. Первый из параметров, определяющий изменения как амплитуды, так и фазы волны при отражении, может быть записан в комплексном виде следующим образом:

$$Z_C = R + i \cdot X\,, \tag{10}$$

где R — реальная составляющая импеданса, X — мнимая составляющая импеданса.

Коэффициент распространения, обычно используемый в случаях, когда пористая поверхность имеет некоторую толщину и граничит с жесткой поверхностью, задается в виде:

$$\gamma = \alpha + i \cdot \beta\,, \tag{11}$$

где α — коэффициент ослабления (затухания), β — коэффициент фазы.

На практике, в расчетах приземного распространения звука широко применяется модель акустического импеданса Делани и Безли [5], которая была разработана на основе исследований свойств стекловаты в 70-х годах прошлого столетия.

Аллард [4], используя модель импеданса Делани-Безли, записал ее как функцию параметра плотности воздуха:

$$Z_c = \rho_0 \cdot c_0 \cdot \left(1 + 0.0571 \cdot \left(\frac{\rho_0 \cdot f}{\sigma}\right)^{-0.754} - i \cdot 0.087 \cdot \left(\frac{\rho_0 \cdot f}{\sigma}\right)^{-0.732}\right), \tag{12}$$

$$\gamma_c = \frac{w}{c_0} \cdot \left(1 + 0.0978 \cdot \left(\frac{\rho_0 \cdot f}{\sigma}\right)^{-0.7} - i \cdot 0.189 \cdot \left(\frac{\rho_0 \cdot f}{\sigma}\right)^{-0.595}\right). \tag{13}$$

Модель Делани-Безли в модификации Алларда, как наиболее простая и наглядная, используется в задачах акустики особенно часто.

Экспериментальные исследования

При проведении экспериментальных исследований в качестве излучателей использовались мощные излучающие акустические антенные решетки [5]. Они обеспечивали генерацию узконаправленного луча звуковых волн с максимумом излучения в области частот 2000 - 3000 Гц. В состав акустической установки, кроме непосредственно излучающей системы, входит также портативный компьютер, который управляет работой акустической антенной решетки и представляет собой переносной промышленный компьютер, выполненный в защищенном варианте с установленным на него специально разработанным программным обеспечением. Общая блок-схема акустической установки приведена на рисунке 2.

В качестве элементов антенной решетки использованы пьезоэлектрические преобразователи (громкоговорители), развивающие максимальное акустическое давление на резонансной частоте до 115 дБ на расстоянии 1 м. Выбор преобразователей обусловлен такими достоинствами пьезоэлектрических громкоговорителей, по сравнению с электродинамическими, как меньшая масса и больший КПД, что является важным при проведении полевых исследований.

По своим характеристикам, данные установки относятся к системам мощного звукового вещания, и не уступают зарубежным аналогам. Использование такого оборудования, дало возможность проведения качественных натурных экспериментов.

Исследования проводились в различные сезоны года и над различными подстилающими поверхностями. Новым и оригинальным в подходе проведения экспериментов было использование GIS технологий, которые позволили в методику расчета ослабления звука, вызванного подстилающей поверхностью, ввести поправочные данные по рельефу земной поверхности. Данное применение GIS технологий объясняется тем, что в ходе обработки экспериментальных данных и сравнения их с теоретическими расчетами, обнаружилось их значительное расхождение. Анализ показал на

необходимость учета рельефа земной поверхности при обработке экспериментальных результатов. Введение поправочных коэффициентов в программу обработки и расчета ослабления звука, вызванного подстилающей поверхностью, позволило сблизить значения расчетных и экспериментальных данных.

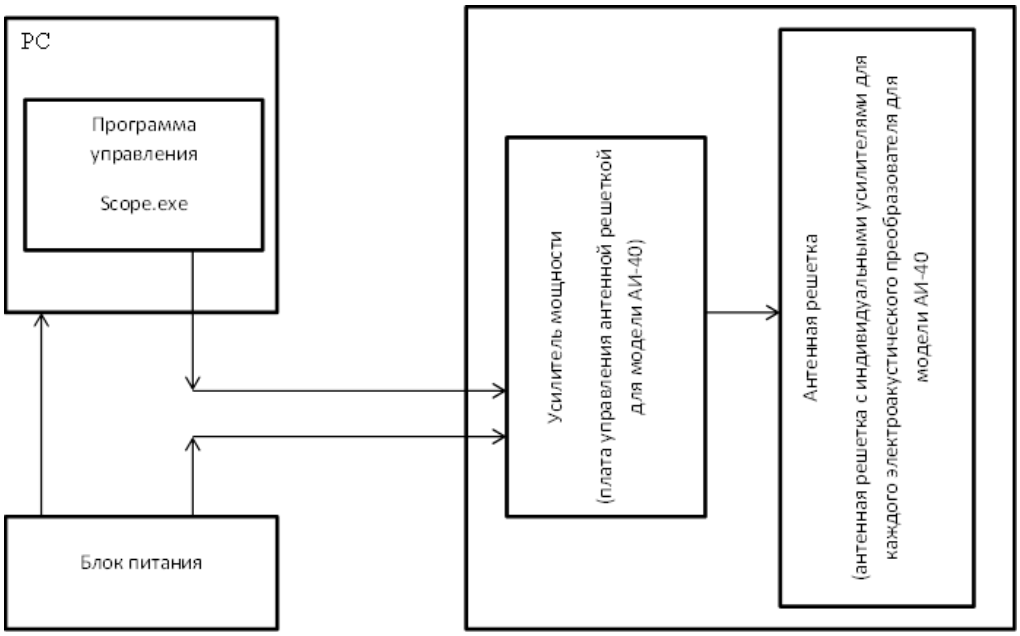
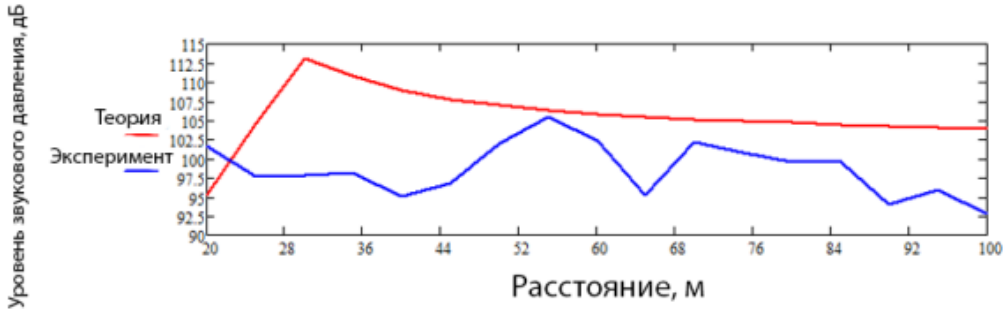


Рис. 2. Блок схема акустической установки

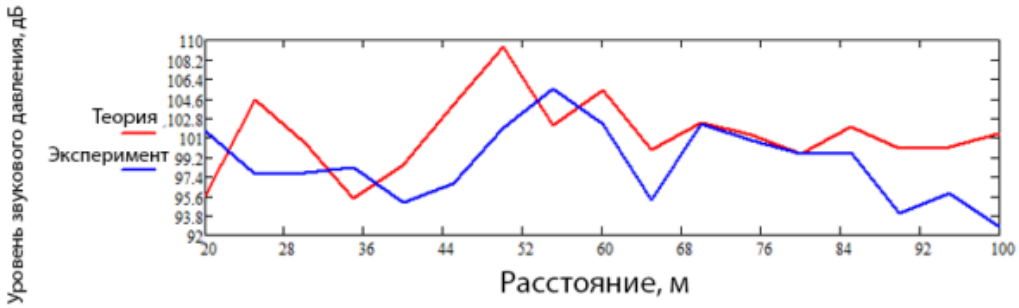
В качестве регистрирующего оборудования использовались интегрирующие шумомеры Bruel&Kjer Mediator 2238 I класса точности.

Для контроля метеорологических параметров при проведении экспериментальных исследований использовалось различное метеорологическое оборудование: ультразвуковая метеостанция, позволяющая проводить непрерывные измерения температуры, скорости и направления ветра, трехкомпонентный акустический содар, позволяющий регистрировать в онлайн режиме картину термической стратификации до высоты в 500 метров.

Рельеф поверхности земли сильно влияет на прогноз уровня звукового давления в удаленной точке от источника. В качестве примера на рисунке 3 показано сравнение теоретического расчета с экспериментальными данными, без учета влияния рельефа земной поверхности и с его учетом. Основываясь на полученных результатах, можно сказать, что использование ГИС-технологий в средствах звуковой связи позволит на более высоком уровне производить расчет уровней звука на различных расстояниях от источника.



а)



б)

Рис. 3. Сравнение теоретических и экспериментальных данных: частота излучения 2 кГц, высота источника 6 м, высота приемника 0.9 м, а) без учета поправки на рельеф местности, б) с учетом поправки на рельеф местности

Заключение

Результаты экспериментальных исследований распространения звуковых волн над земной поверхностью на относительно небольшие расстояния в пределах прямой видимости показывают на важность учета рельефа поверхности при прогнозировании уровня принимаемого звукового сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Delany M.E. Sound propagation in the atmosphere: a historical review// Acustica. – 1977. – V. 38. – P. 201-223.
2. Красненко Н.П. Приземное распространение звуковых волн в атмосфере // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2013 . – № 2(28). Июнь. – С. 86-92.
3. Report. Nord 2000. Comprehensive Outdoor Sound Propagation Model. Part 2. Propagation in an Atmosphere with refraction. Nordic Noise Group. – 2001. – 50 p.
4. Attenborough K. Review of ground effects on outdoor sound propagation from continuous broadband sources // Applied Acoustics. – N24. – 1988. – P.289-319.
5. Красненко Н.П., Кудрявцев А.Н., Раков Д.С., Стафеев П.Г. Технические средства для исследования приземной атмосферы и распространения звуковых волн. // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 2. – С. 158–164.

ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ МЕТЕОВЕЛИЧИН В АТМОСФЕРЕ, МЕТОДЫ И АЛГОРИТМЫ ИХ МИНИМИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ ОПЫТА СОЗДАНИЯ ПРОМЫШЛЕННОЙ МЕТЕОСТАНЦИИ АМК-03

Богушевич А.Я.

Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук (ИМКЭС СО РАН), Томск

E-mail: bay@imces.ru

Ультразвуковые термоанемометры и автоматические метеостанции на их основе имеют широкое применение в метеорологии, экологии, военной технике, а также в научных исследованиях физических процессов в атмосферном приземном слое [1-3]. В ИМКЭС СО РАН на протяжении 20 лет выполняются работы по созданию и развитию подобных ультразвуковых приборов, имеющих с 2002 г. общее для всех модификаций наименование АМК-03. С 2006 г. предприятием ООО «Сибналитприбор» (г.Томск) выполняется их промышленное серийное изготовление.

В работе рассматриваются источники погрешностей при ультразвуковых измерениях метеорологических величин в атмосфере: методические, связанные с физикой распространения ультразвука в атмосфере; радиотехнические, возникающие при регистрации и аппаратурной обработке электрических сигналов, механические, обусловленные влиянием конструкции прибора на обтекание его ветровым потоком и за счет ее температурных изменений и другие. Приводятся математические алгоритмы и методики, позволяющие существенно минимизировать погрешности измерений. Представленные материалы иллюстрируются материалами из опыта разработки метеостанции АМК-03.

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О МЕТЕОСТАНЦИЯХ СЕРИИ АМК-03

В метеостанциях АМК-03 [4-8] основным измерительным блоком является ультразвуковой термоанемометр. Для всех разработанных его модификаций (ДСВ-15, ДСВ-16, ДСВ-17, УГИ и УГИ-Б) конструктивно он представляет собой сферу из двух ортогональных трубчатых (для пропускания сигнальных проводов) колец из нержавеющей стали диаметром 20 см, на которых закреплены 8 идентичных ультразвуковых датчиков, изготавливаемых из пьезокерамических преобразователей и закрываемых в металлический корпус. Датчики образуют 4 пары излучатель - приемник ультразвука, размещенных в вершинах квадратов, соединительная линия между которыми наклонена под углом в 45^0 к вертикальной оси прибора (см. рис. 1). Сфера из колец закреплена на цилиндрическом металлическом корпусе (диаметром в 4 см; длиной - 10 см), внутри которого размещаются 2 электронные платы.

Термоанемометры из состава АМК-03 обладают высокой механической прочностью: допускают вибрационные воздействия с пиковым ускорением до 20 g при их длительности до 10 мс или удар о бетонный пол при падении с высоты 1 м. Термоанемометры работают как импульсное устройство с несущей частотой ультразвуковых волн, близкой к 100 кГц; частота выдачи информационных пакетов (с цифровыми данными измерений в стандарте RS-485) предлагается на выбор из 10, 20, 40 или 80 Гц (но может быть и другой до 160 Гц). Линейный размер пространственной области измерений примерно равен 14 см; время измерений одного пакета данных (инерционность измерений) – около 2 мс; пороговая чувствительность к изменениям скорости ветра и температуры воздуха составляет порядка 0,01 м/с или С – соответственно. Масса блока термоанемометра – не более 1,4 кг при потреблении тока не более 160 мА от сети постоянного напряжения 9…36 В. В термоанемометр встраиваются датчики и системы, расширяющие его функциональные возможности (см. рис.1в): емкостной датчик относительной влажности воздуха (HIH-4602-C); пьезорезистивный датчик атмосферного давления (MPXA4115AC6U); система определения азимутальной ориентации относительно направления на север и отклонения от направления вектора

силы тяжести (используется двухосевой акселерометр ADXL202AE); система подогрева при температурах окружающего воздуха ниже минус 50 С.

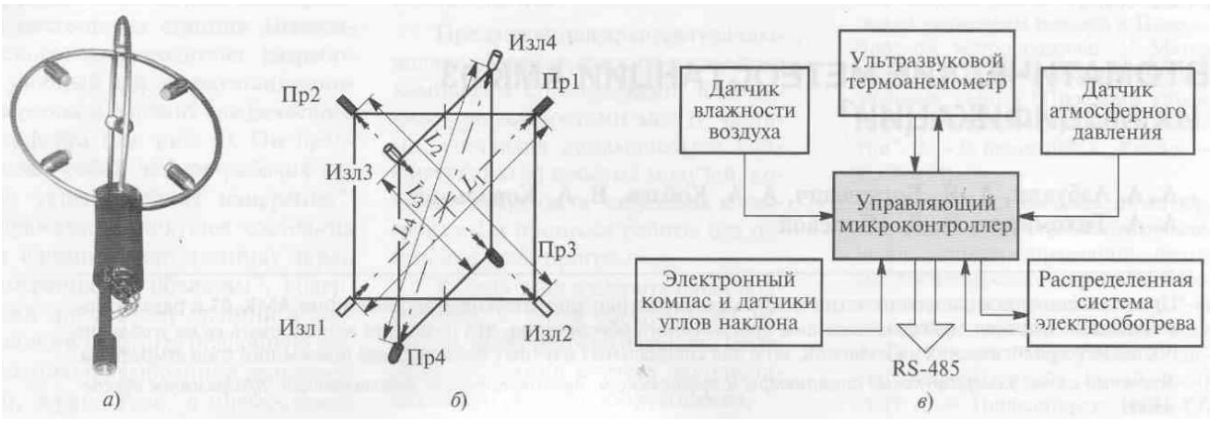


Рис. 1.Измерительный блок ультразвуковой метеостанции АМК-03: а – внешний вид ультразвукового термоанемометра в модификации ДСВ-15; б – геометрическая схема ультразвуковых измерений; в – структурная схема блока.

Таблица 1. Основные метрологические характеристики АМК-03.

Измеряемая величина	**Диапазон измерения**	**Погрешность**
Температура воздуха *T*, °С	-50…+55	±0,3, при $T \le +30$ °С ±0,5, при $T > +30$ °С
Скорость горизонтального ветра *V*, м/с	0…40	±(0,1 + 0,02 *V*)
Направление горизонтального ветра *D*, град	0…360	± 4
Скорость вертикального ветра *w*, м/с	–15…+15	±(0,1 + 0,02 *w*)
Относительная влажность воздуха *r*, %	5…100	±2,5, при $T > 0$ °С; ±5, при $T \le 0$ °С
Атмосферное давление *P*, мм рт. ст.	523…800	±0,25

Информационные пакеты с первичными данными измерений термоанемометра могут обрабатываться либо в автономном пульте (в блоках ППУ-25, ППУ-26, ВиИ или ВиИ-Б) с выводом вычисленных средних значений метеовеличин на жидкокристаллический дисплей или на компьютере с помощью поставляемого программного обеспечения - Windows-приложения «МЕТЕО 3.0» [9] и другим (см. [5, 7, 10 и 11]). Для ввода данных компьютер может подключаться через порт COM (или его виртуальный аналог на USB) к блоку питания или к пульту, где информационные пакеты предварительно подвергаются преобразованию под стандарт RS-232. В отличие от пульта в компьютере дополнительно могут оцениваться стандартные числовые характеристики атмосферной турбулентности (несколько десятков) и различные ее статистические функции: спектральные, корреляционные, структурные и т.п.

Пакеты с данными измерений также могут накапливаться в памяти на FLASH-карточке с помощью логгера (блока БСИ-13) [5] или передаваться на удаленный сервер (через Интернет или в виде SMS-сообщений по сотовой связи). Последнее позволяет формировать из группы метеостанций АМК-03 пространственно-разнесенные региональные сети метеорологических наблюдений с автоматическим сбором данных измерений в едином центре [10, 11]. Разработаны специальные варианты исполнения АМК-03 для поставки МО РФ [6, 7]: переносной ранцевый вариант как изделие 1Б65 и бортовой как изделие 1Б65Б.

Метрологические характеристики АМК-03 (см., таблицу 1) нормируются только для усредненных (за интервал от 1 до 20 минут) вычисляемых значений метеовеличин.

Для АМК-03 имеется общий сертификат РФ об утверждении нового типа средств измерений RU.C.28.007.A, №29530 и два сертификата на ее модификации как на средство измерений военного назначения (RU.C.28.018.B, №23068 и №20777). Отметим, что приведенные в таблице 1 погрешности измерений температуры, скорости и направления ветра более чем на порядок превышают пороговую чувствительность к этим метеовеличинам применяемого ультразвукового термоанемометра, что обусловлено существенным превалированием в подобных устройствах систематических ошибок измерений над случайными.

ЗАВИСИМОСТЬ ИЗМЕРЯЕМОЙ СКОРОСТИ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ ОТ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

В ультразвуковых системах, применяемых для определения метеорологических величин, непосредственно измеряемым параметром акустического сигнала являются времена t его прохождения с групповой скоростью [12] $\mathbf{U} = c\,\mathbf{n} + \mathbf{v}$ расстояний S между парами источник-приемник (см. рис. 2). Получаемые значения t позволяют вычислять величины модуля групповой скорости звука $U = S/t = \sqrt{c^2 + 2c\mathbf{vn} + \mathrm{v}^2}$ для каждой пары применяемых датчиков. Далее уже можно вычислять три компоненты вектора скорости ветра $\mathbf{v}$ (v_x, v_y и v_z) и адиабатическую скорость звука c в воздухе, несущую информацию о его температуре T.

Для идеального (в термодинамическом смысле) газа скорость звука c описывается как [13] $c = \sqrt{(\chi R/\mu)T}$, где $\chi = C_\mathrm{p}/C_\mathrm{v}$ - отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, R - универсальная газовая постоянная, μ - молекулярный вес газа, температура T – в Кельвинах. Параметры, определяющие значение коэффициента пропорциональности между c и $\sqrt{T}$, для атмосферного воздуха являются практически постоянными величинами, известными с очень высокой точностью, что позволяет использовать имеющееся значение c для вычисления T.

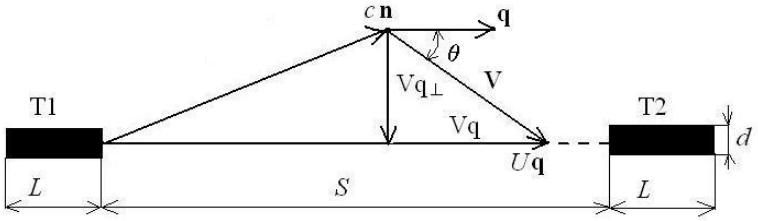


Рис.2. Векторная диаграмма скоростей звука и ветра при работе пары ультразвуковых датчиков T1 *и* T2*, где* T1 *– излучатель;* T2 *– приемник.*

В рассматриваемых ультразвуковых измерениях имеют место три методические проблемы. Первая связана с тем, что коэффициент пропорциональности между c и $\sqrt{T}$ до проведения измерений известен с хорошей точностью только для сухого воздуха (обычно он считается равным 20,067). Вследствие наличия водяного пара в атмосфере он дополнительно зависит от отношения упругости водяного пара e к атмосферному давлению P, что учитывается в формуле для скорости звука c как [14]

$$c = 20{,}067\sqrt{T_\mathrm{B}}\ \text{, м/с,} \qquad (1)$$

где $T_\mathrm{в} = T_k\,(1 + 0{,}3192\,e/P)$ – так называемая виртуальная акустическая температура.

Вклад величины e в (1) при известном значении относительной влажности воздуха r может быть учтен, используя равенство [15] $e = 6{,}107^{m-2}r$, где r в % и e в гПа, $m = 7{,}665\,T/(243{,}33 + T)$, T - температура в градусах Цельсия (^{0}C). Но для этого требуется дополнительно измерять влажность r и давление P. Эти измерения имеют свои погрешности, величины которых сказываются на итоговой погрешности оценивания температуры T из скорости звука c.

Вторая методическая проблема обусловлена тем, что нормаль к фазовому фронту волны **n** при наличии ветра отклоняется на неизвестную до измерений величину от единичного вектора **q** вдоль прямой от источника к приемнику. Для исключения **n** в выражении для U удобно воспользоваться соотношением между **n** и **q** из [16] $\mathbf{n} = \mathbf{q}\left(\sqrt{1+(\mathbf{v}\cdot\mathbf{q}/c)^2-(\mathrm{v}/c)^2}+\mathbf{v}\cdot\mathbf{q}/c\right)-\mathbf{v}/c$. Умножая скалярно левую и правую части равенства $\mathbf{U} = c\,\mathbf{n} + \mathbf{v}$ на **q** и учитывая это соотношение, имеем:

$$U = c\sqrt{1-(\mathbf{v}\cdot\mathbf{q}_\perp/c)^2}+\mathbf{v}\cdot\mathbf{q}\ . \qquad (2)$$

Здесь $\mathbf{q}_\perp$ - единичный вектор, ортогональный **q**; $\mathrm{v}_{q\perp}^2=\mathrm{v}^2-\mathrm{v}_q^2$, где $\mathrm{v}_q=\mathbf{v}\cdot\mathbf{q}$ и $\mathrm{v}_{q\perp}=\mathbf{v}\cdot\mathbf{q}_\perp$ - продольная и поперечная компоненты скорости ветра **v** относительно **q** (см. рис. 2).

Учет (2) является основным правилом при проектировании геометрических схем измерений в ультразвуковых термоанемометрах. Например, давно применяется способ реализации одномерного акустического анемометра с одной парой датчиков, в которых для измерения компоненты скорости потока v_q вдоль линии, их соединяющей, используется повторное излучение звука в обратном направлении $\mathbf{q}_2 = -\mathbf{q}_1$. Разность измеренных групповых скоростей $\Delta_{U12} = U_{q1} - U_{q2}$ здесь равна удвоенному значению v_q (при этом влияние скорости поперечного потока среды $\mathrm{v}_{q\perp}$ на результат измерений v_q автоматически исключается). Однако, если по данным измерений подобного устройства попытаться оценить скорость звука c из суммы групповых скоростей $\Sigma_{U12} = U_{q1} + U_{q2}$ и далее из нее с учетом (1) температуру T, то будет допущена методическая погрешность, пропорциональная квадрату $\mathrm{v}_{q\perp}$. Измеренные таким термоанемометром значения T при наличии значимых скоростей ветра всегда оказываются меньше их истинных значений. Для атмосферы кажущееся уменьшение температуры вследствие пренебрежения влиянием поперечного ветра при $\mathrm{v} \approx 30$ м/с достигает величины примерно в 1,7 ^{0}C. Последнее явление наглядно обнаруживается при работе с ультразвуковым термоанемометром в аэродинамической трубе, в которой эталонными средствами измерений контролируется кроме скорости воздушного потока также его температура.

Третья методическая проблема этих измерений заключается в том, что длина атмосферной трассы S между источником и приемником является условной величиной вследствие наличия переходной зоны формирования источником из электрического сигнала акустической волны в воздухе и аналогичной зоны при обратном преобразовании ее приемником в электрический сигнал. Временные задержки сигнала термоанемометра в этих зонах при относительно небольших значениях S значимо сказываются на измеряемых временах t и без их компенсации приводят к существенному возрастанию погрешностей оценивания метеовеличин.

АЛГОРИТМЫ ОЦЕНИВАНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Для алгоритмического выделения вкладов в измеренные значения U всех оцениваемых параметров v_x, v_y, v_z и c (или T) требуется иметь минимум 4 канала распространения ультразвука, отличающихся ориентацией **q**. В тех системах, где в каждой паре датчиков используется излучение сигнала в обратных направлениях, для аналогичной цели требуется минимум 3 пары ультразвуковых датчиков, фактически образующих 6 измерительных каналов.

Алгоритмы вычисления метевеличин получаются из формулы (2), которую предварительно следует упростить, разлагая ее правую часть в ряд по малому в атмосфере параметру $\mathrm{v}/c << 1$. При этом для групповой скорости звука в i-ом канале измерений с ориентацией $\mathbf{q}_i$ получается

$$U_i = c + \mathbf{v}\,\mathbf{q}_i - (\mathbf{v}\,\mathbf{q}_{i\perp})^2/(2c) + (\mathbf{v}\,\mathbf{q}_{i\perp})^4/(8c^3) + \ldots. \qquad (3)$$

Если оставлять в (3) только первые 2 члена ряда (линейное приближение по v/c), то вклад компоненты ветра, поперечной к направлению $\mathbf{q}_i$, ни каким образом не будет учтен. Численные оценки показывают, что такое приближение может быть допустимым

только в случае слабого ветра (v < 10 м/с). С другой стороны, в (3) члены ряда четвертого порядка малости по v/*c* и выше дают методическую ошибку оценивания (для v_x, v_y, v_z и *c*), которая даже при скорости ветра, близкой к 30 м/с, не превышает 0,003 м/с.

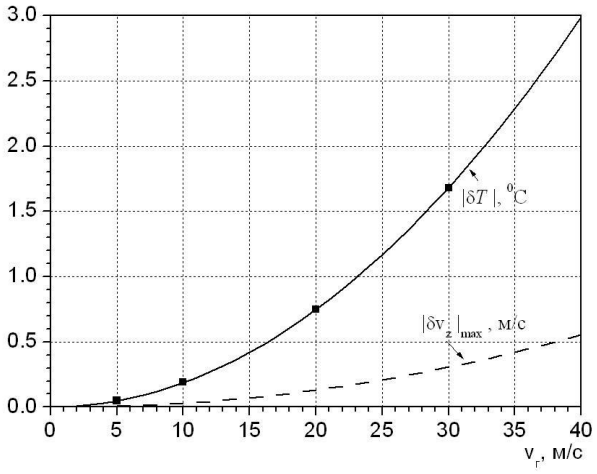


Рис.3. Значения абсолютных ошибок $|\delta T|$ *и* $|\delta v_z|_{max}$ *в измеряемых значениях температуры T и скорости вертикального ветра* v_z *в случае пренебрежения в АМК-03 влиянием поперечного ветра в зависимости от скорости горизонтального ветра* $v_г$ *(точки - экспериментальные данные в аэродинамической трубе).*

Конкретный вид вычислительных алгоритмов зависит от пространственной схемы взаимного расположения ультразвуковых датчиков, задаваемой на этапе проектирования термоанемометра. В АМК-03 применяются 4 измерительных канала, ориентация которых в декартовой системе координат, привязанной к конструкции термоанемометра, описывается системой уравнений для единичных векторов: $\mathbf{q}_1 = \mathbf{i}\sin\beta + \mathbf{k}\cos\beta$, (для канала №1); $\mathbf{q}_2 = -\mathbf{i}\sin\beta + \mathbf{k}\cos\beta$, (№2); $\mathbf{q}_3 = \mathbf{j}\sin\beta - \mathbf{k}\cos\beta$ (№3) и $\mathbf{q}_4 = -\mathbf{j}\sin\beta - \mathbf{k}\cos\beta$ (№4). Здесь $\beta = 45^0$; **i**, **j**, **k** – орты системы координат (ось X условно считается направлением на север, а ось Z направлена вдоль вертикальной оси термоанемометра). Подставляя эти значения $\mathbf{q}_i$ в (3) и учитывая только первые 4 слагаемых ряда, можно получить систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\Delta_{U12}/2 &= v_x \sin\beta + v_x v_z \sin(2\beta)/(2c),\\
\Delta_{U34}/2 &= v_y \sin\beta - v_y v_z \sin(2\beta)/(2c),\\
\Sigma_{U12}/2 &= c + v_z\cos\beta - \left(v_x^2\cos^2\beta + v_y^2 + v_z^2\sin^2\beta\right)/(2c),\\
\Sigma_{U34}/2 &= c - v_z\cos\beta - \left(v_x^2 + v_y^2\cos^2\beta + v_z^2\sin^2\beta\right)/(2c),
\end{aligned} \qquad (4)$$

где $\Delta_{U12} = U_{q1} - U_{q2}$, $\Delta_{U34} = U_{q3} - U_{q4}$, $\Sigma_{U12} = U_{q1} + U_{q2}$, $\Sigma_{U34} = U_{q3} + U_{q4}$ - разности и суммы измеренных 4-х значений групповой скорости звука в двух ортогональных плоскостях.

Система уравнений (4) относительно v_x, v_y, v_z и *c* аналитически строго не решается. Для приближенных вычислений v_x, v_y, v_z и *c* приходится использовать двухступенчатый алгоритм. Вначале производится оценка значений этих параметров в линейном приближении по v/*c* из формул:

$$\hat{v}_x = \Delta_{U12}/(2\sin\beta),\ \hat{v}_y = \Delta_{U34}/(2\sin\beta),\ \hat{v}_z = (\Sigma_{U12} - \Sigma_{U34})/(4\cos\beta),\ \hat{c} = (\Sigma_{U12} + \Sigma_{U34})/4. \qquad (5)$$

Далее, используя эти оценки v_x, v_y, v_z и *c* линейного приближения, помечаемые здесь символом ^, вычисляются для них поправки второго приближения по v/c как

$$\begin{aligned}
\delta v_x &= -\hat{v}_x\hat{v}_z\cos\beta/\hat{c},\\
\delta v_y &= \hat{v}_y\hat{v}_z\cos\beta/\hat{c},\\
\delta v_z &= -\left(\hat{v}_x^2 - \hat{v}_y^2\right)\sin^2\beta/\left(4\hat{c}\cdot\cos\beta\right),\quad \delta c = \left[\left(\hat{v}_x^2 + \hat{v}_y^2\right)\left(1+\cos^2\beta\right) + 2\hat{v}_z^2\sin^2\beta\right]/\left(4\hat{c}\right).
\end{aligned} \qquad (6)$$

При этом истинными значениями считаются величины $v_x \approx \hat{v}_x + \delta v_x$, $v_y \approx \hat{v}_y + \delta v_y$, $v_z \approx \hat{v}_z + \delta v_z$ и $c \approx \hat{c} + \delta c$. Отметим, что не учет δc приводит к систематической ошибке оценивания температуры из формулы (1), примерно равной $\Delta T \approx -\left(\sqrt{T_k}/10\right)\delta c$ (T_k – температура в Кельвинах). На рис. 3 приведены расчетные из (6) значения для этой погрешности в сравнении с экспериментальными данными в аэродинамической трубе.

ЗАТЕНЕНИЕ ВЕТРОВОГО ПОТОКА КОНСТРУКЦИЕЙ ТЕРМОАНЕМОМЕТРА

Конструктивные элементы термоанемометра, преграждающие движению потока воздуха, искажают значения его скоростей в пространственной зоне измерений термоанемометра. Не трудно заметить, что в АМК-03 (см. рис.4а) основными затеняющими элементами являются корпуса ультразвуковых датчиков и кольца, к которым они закрепляются.

а) б)

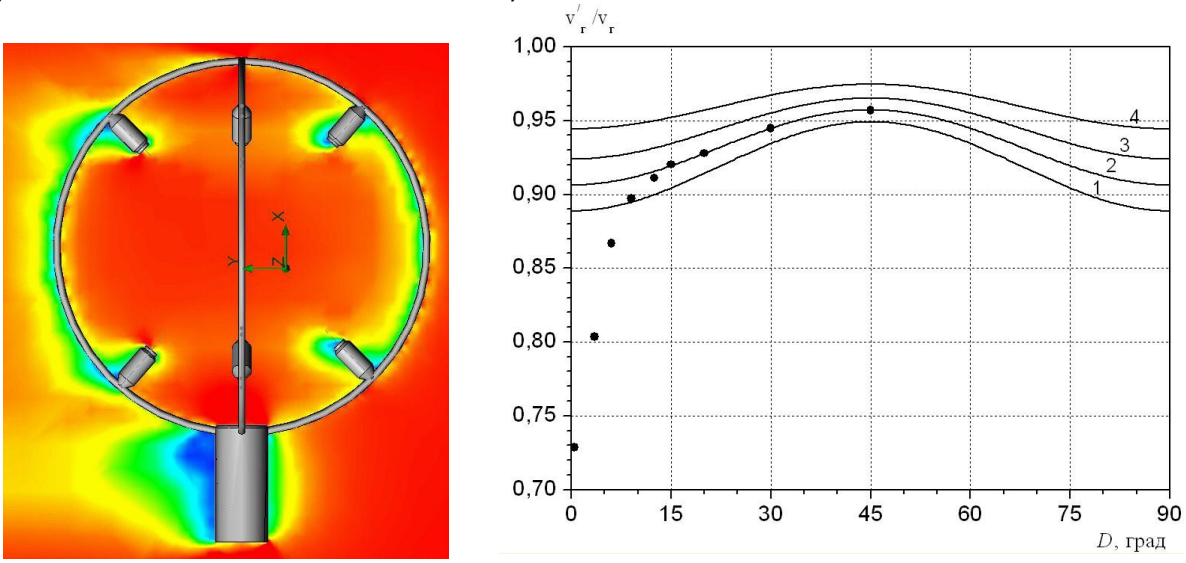


Рис.4. Расчетные и экспериментальные данные по затенению ветрового потока в АМК-03: а – качественная картина поля скоростей ветра при компьютерном моделировании; б - значения отношения измеряемой без учета затенения скорости горизонтального ветра к ее истинному значению в зависимости от его направления D (сплошные линии – результаты расчетов только для ультразвуковых датчиков: 1 - K=0,62; 2 - K=0,68; 3 - K=0,74; 4 - K=0,81; точки – экспериментальные данные в аэродинамической трубе).

В [17] показано, что продольная составляющая скорости ветра v'_q вдоль вектора трассы **q** между парой ультразвуковых датчиков, которая непосредственно влияет на результаты измерений, меньше действительного значения этой компоненты ветра $\mathbf{v}_q$ в соответствии с формулой (см. также рис.2)

$$v'_q = v_q [K + (1 - K) \sin\theta]. \qquad (7)$$

Здесь $K = v'_q / v_q \big|_{\text{при } \theta = 0}$ – коэффициент затенения ветровому потоку корпусом датчика при нулевом угле атаки θ вектора скорости ветра **v** по отношению к **q**. В [17] также указано, что числовое значение *K* существенно зависит от отношения расстояния между датчиками *S* к диаметру корпуса датчика *d*. В частности из экспериментов в аэродинамической трубе с ультразвуковыми датчиками цилиндрической формы было установлено 4 значения *K*: 0,72 при *S*/*d* = 10; 0,81 при *S*/*d* = 15; 0,87 при *S*/*d* = 25 и 0,93 при *S*/*d* = 50.

С учетом ветрового затенения ультразвуковыми датчиками формула (2) для измеряемой ими групповой скорости звука уже приобретает вид

$$U = c\sqrt{1-(v_{q\perp}/c)^2} + v_q \eta, \qquad (8)$$

где $\eta = v'_q / v_q$ - величина относительного затенения продольной к **q** составляющей скорости ветра (при известной величине *K* ее значение можно вычислять для каждого измерительного канала как $\eta_i = K + (1-K)\sqrt{(v_{qi\perp})^2 / v^2}$).

Не трудно заметить, что при разложении правой части (8) в ряд, аналогичный (3), отличие (8) от (2) приводит только к уточнению алгоритмов вычисления v_x, v_y, v_z и *c* в

линейном приближении по v/*c*. Составляя систему уравнений, аналогичную (4), но с учетом (8), аналогично (5) можно получить:

$$c=\frac{1}{2}\left(\frac{\Sigma_{U12}-A_{12}\Delta_{U12}}{B_{12}}+\frac{\Sigma_{U34}-A_{34}\Delta_{U34}}{B_{34}}\right)\Big/\left(\frac{1}{B_{12}}+\frac{1}{B_{34}}\right),\quad \mathrm{v}_z=\frac{\Sigma_{U12}-\Sigma_{U34}-A_{12}\Delta_{U12}+A_{34}\Delta_{U34}}{\left(B_{12}+B_{34}\right)\cos\beta},$$

$$\mathrm{v}_x=\frac{\Delta_{U12}}{\left(\eta_1+\eta_2\right)\sin\beta}-A_{12}\mathrm{v}_z\mathrm{ctg}\beta,\quad \mathrm{v}_y=\frac{\Delta_{U34}}{\left(\eta_3+\eta_4\right)\sin\beta}-A_{34}\mathrm{v}_z\mathrm{ctg}\beta; \qquad (9)$$

где $A_{12}=\left(\eta_1-\eta_2\right)/\left(\eta_1+\eta_2\right)$, $A_{34}=\left(\eta_3-\eta_4\right)/\left(\eta_3+\eta_4\right)$, $B_{12}=\left(\eta_1+\eta_2\right)\left(1-A_{12}^2\right)$, $B_{34}=\left(\eta_3+\eta_4\right)\left(1-A_{34}^2\right)$. Если пренебречь в (9) затенением ветра датчиками, т.е. считать $\eta_1=\eta_2=\eta_3=\eta_4=1$ (при этом $A_{12}=A_{34}=0$ и $B_{12}=B_{34}=1$), то формулы (9) точно преобразуются в (5).

Таким образом, учет затенения датчиками приводит к еще более многоступенчатому алгоритму вычислений скоростей $\mathrm{v_x}$, $\mathrm{v_y}$, $\mathrm{v_z}$ и *c*. В этом случае вначале вычисляются по формулам из (5) ортогональные компоненты скорости ветра $\mathrm{v_x}$, $\mathrm{v_y}$ и $\mathrm{v_z}$ в линейном приближении по v/*c* и без учета затенения. Затем, используя полученные значения $\mathrm{v_x}$, $\mathrm{v_y}$ и $\mathrm{v_z}$ оцениваются квадраты четырех поперечных компонент ветра $\mathrm{v}_{qi\perp}^2$ как

$$(\mathrm{v_{q1\perp}})^2=\mathrm{v_x^2}\cos^2\beta+\mathrm{v_y^2}+\mathrm{v_z^2}\sin^2\beta-\mathrm{v_x v_z}\sin(2\beta),$$
$$(\mathrm{v_{q2\perp}})^2=\mathrm{v_x^2}\cos^2\beta+\mathrm{v_y^2}+\mathrm{v_z^2}\sin^2\beta+\mathrm{v_x v_z}\sin(2\beta),$$
$$(\mathrm{v_{q3\perp}})^2=\mathrm{v_x^2}+\mathrm{v_y^2}\cos^2\beta+\mathrm{v_z^2}\sin^2\beta+\mathrm{v_y v_z}\sin(2\beta),$$
$$(\mathrm{v_{q4\perp}})^2=\mathrm{v_x^2}+\mathrm{v_y^2}\cos^2\beta+\mathrm{v_z^2}\sin^2\beta-\mathrm{v_y v_z}\sin(2\beta),$$

и также квадрат модуля вектора скорости ветра v^2. После этого рассчитываются значения η_i для каждого измерительного канала термоанемометра. Наконец, из (9) получают окончательные значения линейных по v/*c* оценок $\hat{\mathrm{v}}_\mathrm{x}$, $\hat{\mathrm{v}}_\mathrm{y}$, $\hat{\mathrm{v}}_\mathrm{z}$ и $\hat{c}$. Завершаются расчеты учетом для $\mathrm{v_x}$, $\mathrm{v_y}$, $\mathrm{v_z}$ и *c* поправок второго приближения по v/*c* в соответствии с (6).

Результаты расчетных данных по затенению ветра для АМК-03 периодически сравниваются с экспериментальными оценками этого явления в аэродинамической трубе (см. рис. 4б). На данный момент из последних следует, что в вычислительных алгоритмах следует использовать значение *K*, равное 0,68. Затенение монтажными кольцами, также видимое в экспериментальных точках на рис. 4б, значимо только при направлениях ветра *D*, близких к плоскости кольца (менее 12 - 15 град.). В зависимости от направления ветра оно либо не учитывается, либо учитывается только для одного из колец (для $\mathrm{v_x}$ или для $\mathrm{v_y}$) как $\mathrm{V}=\mathrm{V}^{/}\ [1+\varepsilon(\Delta D)/100]$, где $\varepsilon(\Delta D)$ является функцией относительного затенения скорости ветра (в %) от угла отклонения ΔD плоскости кольца относительно направления ветра. Эта функция устанавливается посредством полиномиальной регрессии 4-ого порядка данных исследований в аэродинамической трубе дополнительного затенения ветра вблизи плоскости кольца.

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ТЕРМОАНЕМОМЕТРЕ

Измеряемые в термоанемометре временные интервалы $\hat{t}$, как правило, отличаются от истинного значения *t* времени атмосферного распространения ультразвукового сигнала между парой источник-приемник на некоторую систематическую временную задержку *g*, т.е. $t=\hat{t}-g$. Значительная доля значения *g* устанавливается из анализа электронных схем, используемых в термоанемометре, а не исключенный его остаток Δg влияет на систематические погрешности для оцениваемых метеовеличин.

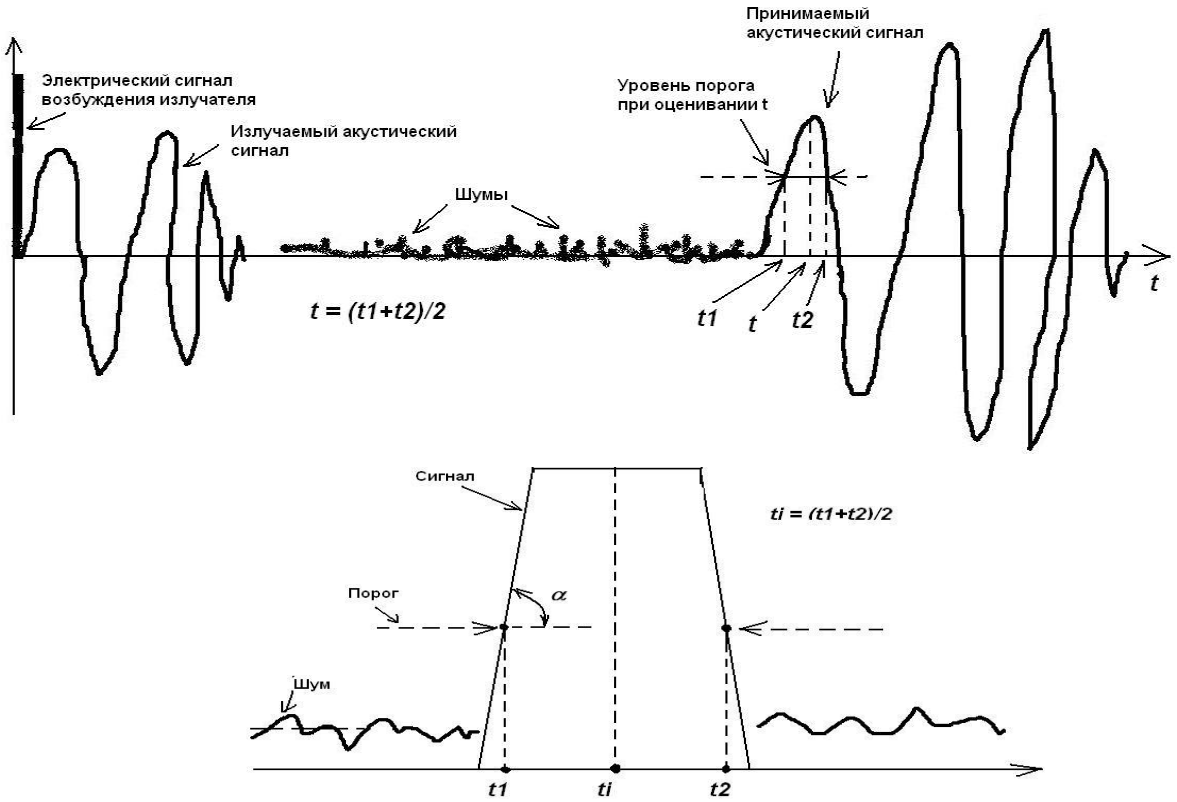


Рис.5. Поясняющие диаграммы к измерениям времени распространения ультразвука в импульсном термоанемометре.

В термоанемометрах из состава АМК-03 используется импульсный метод измерения временных интервалов $\hat{t}$ (см. рис.5). Короткий электрический сигнал возбуждает в воздухе помощью пьезокерамического датчика импульсный звуковой сигнал с частотой f_c, близкой к 100 кГц. Он принимается другим датчиком и преобразуется снова в электрический сигнал с длительностью, заметно большей первоначальной. Величина $\hat{t}$ оценивается как интервал времени между моментом формирования сигнала возбуждения и моментом регистрации центра первого положительного полупериода принятого сигнала. Последний определяется как среднее из момента t_1 превышения сигнала в этом полупериоде некоторого порогового значения и момента t_2 его уменьшения до этого же значения (это снижает зависимость результата измерений от вариаций амплитуды принимаемых сигналов). Оценка времени выполняется посредством подсчета количества синхроимпульсов за измеряемый интервал, генерируемых с частотой $f_{кг}$ применяемого кварцевого генератора (в серийных образцах $f_{кг}$ = 32 МГц).

Поскольку наклон измерительной характеристики здесь равен $tg\alpha \approx 2\pi f_c A_c$, где A_c – амплитуда сигнала, то для оценивания среднеквадратической (случайной) ошибки σ_{tp} измерений $\hat{t}$, связанной с применяемым для этих целей радиотехническим методом, имеем соотношение

$$\sigma_{tp} \approx \sigma_N / \left(\sqrt{2} \cdot tg\alpha\right) \approx 1/\left(2\sqrt{2} \cdot \pi f_c Q\right), \qquad (10)$$

где σ_N – среднеквадратическое значение амплитуды шумовых сигналов в термоанемометре; $Q = A_c/\sigma_N$ – отношение сигнал/шум по амплитуде.

Вследствие квантования измеряемого времени существует дополнительная среднеквадратическая ошибка измерений $\hat{t}$, равная $\sigma_{tq} = 1/\left(2\sqrt{2} \cdot f_{êâ}\right)$. Поскольку в термоанемометрах АМК-03 отношение Q, как правило, имеет значение не менее 10000, то σ_{tp} является величиной порядка 10^{-10} с, что существенно меньше $\sigma_{tq} \approx 10^{-8}$ с. Поэтому при оценках случайных погрешностей измерений метеовеличин можно учитывать только значение σ_{tq}. Также по этой причине имеют место очень простые формулы для оценивания пороговой чувствительности термоанемометров к турбулентным пульсациям

температуры и скорости ветра: $\delta T \approx 10 T_k^{3/2} / (S \cdot f_{\text{êã}})$ и $\delta V \approx 200 T_k / (S \cdot f_{\text{êã}})$, где $S \approx 0{,}14$ м – расстояние между парами датчиков.

ГРАДУИРОВКА ТЕРМОАНЕМОМЕТРА В КЛИМАТИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ

Градуировка ультразвуковых термоанемометров заключается в установлении максимально точных значений расстояний S_i между парами акустических датчиков, которые в дальнейшем при его эксплуатации используются в вычислениях групповых скоростей звука по формуле $U_i = S_i/(\hat{t}_i - g)$ и далее значений метеовеличин. В АМК-03 для этих целей применяется обратная задача в акустических измерениях термоанемометра. Программа «МЕТЕО 3.0» имеет режим работы, в котором она из выдаваемых термоанемометром величин $\hat{t}_i$ вычисляет с учетом показаний эталонных средств измерений температуры, влажности и давления значение расстояния для каждого канала термоанемометра в предположении, что в камере отсутствуют ветровые потоки, т.е. использует формулу

$$\tilde{S}_i = \frac{20{,}067\sqrt{T_k(1+0{,}3192e/P)}}{n}\sum_{i=1}^{n}(\hat{t}_i - g)\,. \qquad (11)$$

Расстояния S_i здесь вычисляются как среднее по n>>1 измерениям $\hat{t}_i$ за время градуировки (не менее 1 минуты). Данная градуировка производится обычно при нормальной (комнатной) температуре T_0 и в ней вместо дорогостоящей климатической камере может использоваться любой закрытый контейнер, отсекающий ветровые потоки.

Погрешность описанной выше градуировки определяется в основном погрешностями используемых эталонных средств измерений относительной влажности $\Delta r_э$ и температуры $\Delta T_э$, которую можно оценить из соотношения

$$\Delta\tilde{S} \approx S / \left(20T^{1/2}\right)\left\{\Delta c_T + \Delta c_r\right\}, \qquad (12)$$

где $\Delta c_T \approx 10 T_k^{1/2}\Delta T_{\acute{y}}$; $\Delta c_r \approx 3{,}2 \cdot 6{,}107^{m-2} T_k^{1/2} / P \cdot \Delta r_{\acute{y}}$, $m = 7{,}665\ T/(243{,}33 + T)$; T - температура в ^{0}C. В используемых на испытательной станции ИМКЭС СО РАН эталонных средствах измерений $\Delta T_э = 0{,}04\ ^0$C, $\Delta r_э = 2$ % и $\Delta P_э = 0{,}1$ гПа, что позволяет достигать при градуировке погрешности оценивания S_i, не превышающей 0,01 мм.

Для учета температурного расширения металлической конструкции термоанемометра в вычислительных алгоритмах при измерении метеовеличин дополнительно используется соотношение $S_i = S_{i0}\left\{1 + \alpha(T - T_0)\right\}$, где T – температура, при которой выполняются измерения; S_{i0} – полученные при калибровке значения S_i; α - температурный коэффициент расширения.

Значение α для термоанемометра также определяется в климатической камере. Для этого в камере устанавливается максимально низкая температура (обычно минус 50 ^{0}C; чем больше разность T - T_0, тем точнее можно определить α). Далее при работающем термоанемометре в программе «МЕТЕО 3.0» подбирается значение α, при котором вычисляемая ею температура совпадает с показанием эталонного термометра. Отметим, что для стали $\alpha \approx 1{,}1\ 10^{-5}\ 1/^0$C, а при градуировке термоанемометра для α всегда получается большее значение, в пределах (5 – 6) $10^{-5}\ 1/^0$C. Это происходит потому, что неучтенный в алгоритмах остаток систематической задержки Δg проявляется в результатах измерений T аналогично влиянию температурного расширения конструкции. Т.е. при градуировке на значение α дополнительно компенсируется и влияние Δg.

Градуировка встроенных в термоанемометр датчиков влажности и давления, которая также производится в климатической камере, здесь не рассматривается.

ИНЖЕНЕРНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОЦЕНОК ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

В заключение приведем как справочный материал несколько формул, которые могут быть полезными при инженерных оценках ожидаемых погрешностей измерений усредненных значений метеовеличин с помощью ультразвуковых термоанемометров. Они

являются результатом исключения малозначимых факторов в более точных, но сильно громоздких, выражениях.

Основные погрешности для температуры T (здесь в Кельвинах):

систематическая - $\Delta T \approx \frac{\sqrt{T}}{10}\left\{\left(1+\frac{|T-T_0|}{2T}\right)\left(\Delta c_T+\Delta c_r\right)+\frac{200|T-T_0|}{S}\Delta g\right\}$, где Δc_T и Δc_r описаны в (12);

случайная $\sigma_T \approx 20T^{3/2}/\left(S\sqrt{n}\right)\sigma_{tq} << \Delta T$ (n – количество измерений).

Основные погрешности для скорости V и направления D ветра (без учета затенения):

систематические - $\Delta V \approx V\left\{3\cdot 10^{-3}\left(\Delta c_T+\Delta c_r\right)+\left(20\sqrt{T}/S\right)\Delta g\right\}$ и $\Delta D \approx \Delta F$, где ΔF – ошибка азимутального ориентирования термоанемометра относительно направления на север;

случайные – $\sigma_V \approx \left\{400T/\left(S\sqrt{n}\right)\right\}\sigma_{tq} << \Delta V$ и $\sigma_D \approx \frac{0,36\cdot 10^5 T}{V|\cos D|S\sqrt{n}}\sigma_{tq}$ □ $\frac{0,1}{V|\cos D|}$, ãðàä .

Влияние угловых ошибок при изготовлении конструкции термоанемометра:

при $\Delta\beta$ - ошибке в угле наклона оси пары ультразвуковых датчиков (в градусах) -

$\Delta T \approx 10^{-2}V\cdot\Delta\beta$; $\Delta V \approx 3,5\cdot 10^{-2}V\cdot\Delta\beta$ и $\Delta D \approx 2|\sin D|\cdot\Delta\beta$;

при $\Delta\gamma$ - угловой ошибке в ортогональности колец крепления датчиков (в градусах) -

$\Delta T = 0$; $\Delta V \approx 3,5\cdot 10^{-2}V\cdot\Delta\gamma$ и $\Delta D \approx |\cos D|\cdot\Delta\gamma$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богушевич А.Я. Ультразвуковые методы оценивания метеорологических и турбулентных параметров атмосферы. // Оптика атмосферы и океана. — 1999. — Т. 12, № 2. — С. 170-175.
2. Тихомиров А.А. Ультразвуковые анемометры и термометры для измерений пульсаций скорости и температуры воздушных потоков (Обзор). // Оптика атмосферы и океана. — 2010. — Т. 23, № 7. — С. 585-600.
3. *International standard*: ISO 16622-2002. Meteorology – Sonic anemometers/thermometers – Acceptance test methods for means wind measurements.
4. Азбукин А.А., Богушевич А.Я., Ильичевский В.И., Корольков В.А., Тихомиров А.А., Шелевой В.Д. Автоматизированный ультразвуковой метеорологический комплекс АМК-03. // Метеорология и гидрология. — 2006. — № 11. — С. 89–97.
5. Азбукин А.А., Богушевич А.Я., Корольков В.А., Тихомиров А.А., Шелевой В.Д. Полевой вариант метеорологического комплекса АМК-03. // Метеорология и гидрология. — 2009. — № 2. — С. 101–106.
6. Тихомиров А.А., Корольков В.А., Богушевич А.Я., Азбукин А.А., Щелевой В.Д. Бортовой метеорологический комплекс на базе многоцелевых гусеничных и колесных машин. // Вестник Академии военных наук. — 2008. — № 3. — С. 144–148.
7. Азбукин А.А., Богушевич А.Я., Кобзев А.А., Корольков В.А., Тихомиров А.А., Шелевой В.Д. Автоматические метеостанции АМК-03 и их модификации. // Датчики и системы. — 2012. — № 3. — С. 42–52.
8. Патент РФ №2319987 / Ультразвуковой термоанемометр с устройством автоматического восстановления точностных характеристик измерений. — Заявка №2006119583 от 5.06.2006. — Авторы Азбукин А.А., Богушевич А.Я., Ильичесвкий В.С., Корольков В.А., Шелевой В.Д. — Опубл. 20.03.08. Бюл. №8.
9. Богушевич А.Я. Ультразвуковая метеостанция, версия 3.0 ("METEO 3.0"). – Российское агентство по патентам и товарным знакам – Свидетельство об офиц. регистр. программы для ЭВМ № 2002612038 от 3.12.02.

10. Богомолов В.Ю., Богушевич А.Я., Гордов Е.П., Корольков В.А., Крупчатников В.Н., Тихомиров А.А. Информационно-измерительная система для регионального мониторинга и прогноза опасных метеорологических явлений. // Оптика атмосферы и океана. — 2011. — Т. 24, № 1. — С. 52-59.
11. Тихомиров А.А., Богушевич А.Я., Корольков В.А., Кобзев А.А. Региональная информационно-измерительная система для непрерывного мониторинга атмосферного приземного слоя и прогноза опасных метеорологических явлений. // Геоэкология. Инженерная геология. Гидрология. Геокриология. — 2012. — № 5. — С. 398–405.
12. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. — 206 с.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеоретиздат, 1954. — 795 с.
14. Hanafusa T., Fujitani T., Koboi Y., Mitsuta Y. A new type sonic anemometer-thermometer for field operation // Pap. Meteorol. Geophys. — 1982. — V. 33. — P. 1–19.
15. Атмосфера: справочник. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. — 509 с.
16. Осташев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. — 206 с.
17. Wyngard J.C., Zhang , S.F. Tranducer-Shadow Effects on Turbulent Spectra Measured by Sonic Anemometers // J. Atmosph. And Oceanic Tehnology. — 1985. — V.2, N12. —P.548-558.

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС АКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ОБСТАНОВКИ НА ОГРАНИЧЕННОЙ ТЕРРИТОРИИ

Красненко Н.П.[1, 2)], Клименко А.Н.[1)], Раков А.С.[1)]

[1)] Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения Российской академии наук, Томск

[2)] Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск

E-mail: krasnenko@imces.ru

Приведено описание созданного аппаратно-программного комплекса мониторинга метеорологической обстановки на ограниченной территории. Рассматривается ряд информационно-измерительных систем, обеспечивающих решение данной задачи: метеорологические измерители параметров приземного и пограничного слоев атмосферы, математические методы и модели. Приводится обзор существующих и разрабатываемых систем. Также рассматриваются и анализируются различные метеорологические системы локального и дистанционного типа для мониторинга состояния приземного и пограничного слоев атмосферы, подходы к построению сети измерительной системы и методы прогнозирования метеообстановки на ограниченной территории.

Введение

Актуальна проблема текущего мониторинга метеорологического состояния приземного и пограничного слоев атмосферы (АПС) на ограниченной территории. Также, несмотря на большую важность текущих данных о метеорологическом состоянии АПС, до сих пор еще не решена одна из важнейших метеорологических проблем - проблема численного пространственного и временного оперативного прогнозирования характеристик метеорологических полей и турбулентности на определенной территории в условиях минимума исходной метеорологической информации.

В связи с этим для мониторинга метеорологического состояния АПС и последующего прогноза целесообразно использовать современные методы дистанционного зондирования атмосферы с поверхности Земли. Наиболее адекватным средством для этих целей представляется доплеровская звуковая локация (акустическое зондирование), которая использует в качестве целей, увлекаемых ветровым потоком, естественные атмосферные рассеиватели – турбулентные вихри и может быть эффективным средством измерения структуры температурно-ветровых полей в атмосферном пограничном слое, наряду с использованием других, например, ультразвуковых метеостанций в качестве опорных измерителей параметров приземного слоя атмосферы.

Структура аппаратно-программного комплекса (АПК)

Здесь приводятся результаты разработки, создания и использования макета аппаратно-программного комплекса (АПК) мониторинга АПС, пространственного и временного прогнозирования турбулентности и температурно-ветровых полей в приземном и пограничном слоях атмосферы, работающего на основе данных получаемых с макетной сети распределенных по территории дистанционных метеорологических измерителей (содаров и других). АПК состоит из серверной станции, программно-алгоритмического комплекса (ПАК), макетной сети дистанционных измерителей и канала передачи данных.

Структурная схема аппаратно-программного комплекса показана на рис.1, а его размещение на местности на рис. 2.

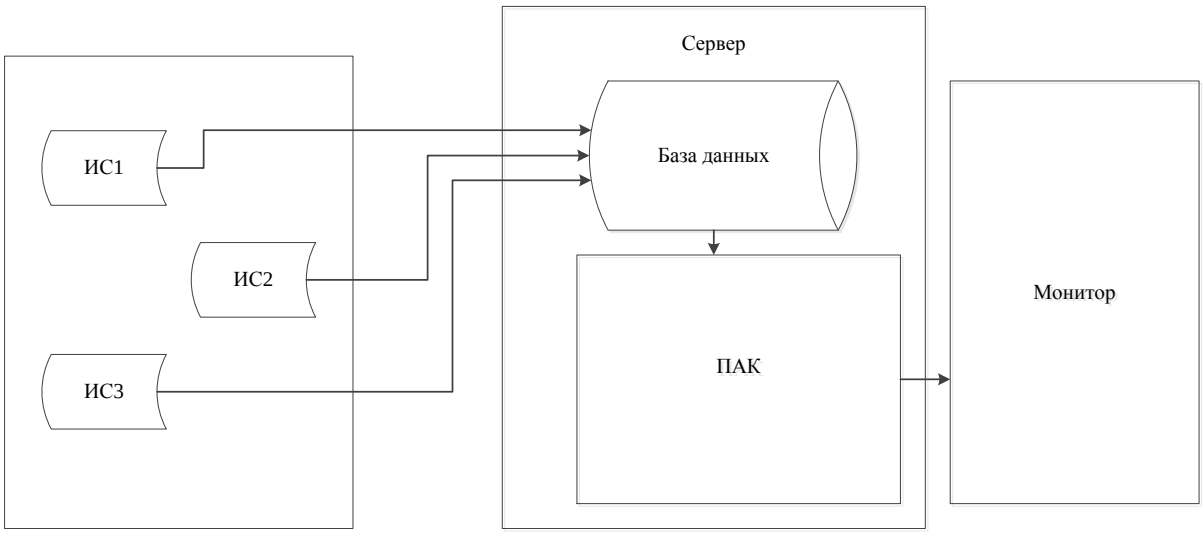


Рис.1. Структурная схема АПК

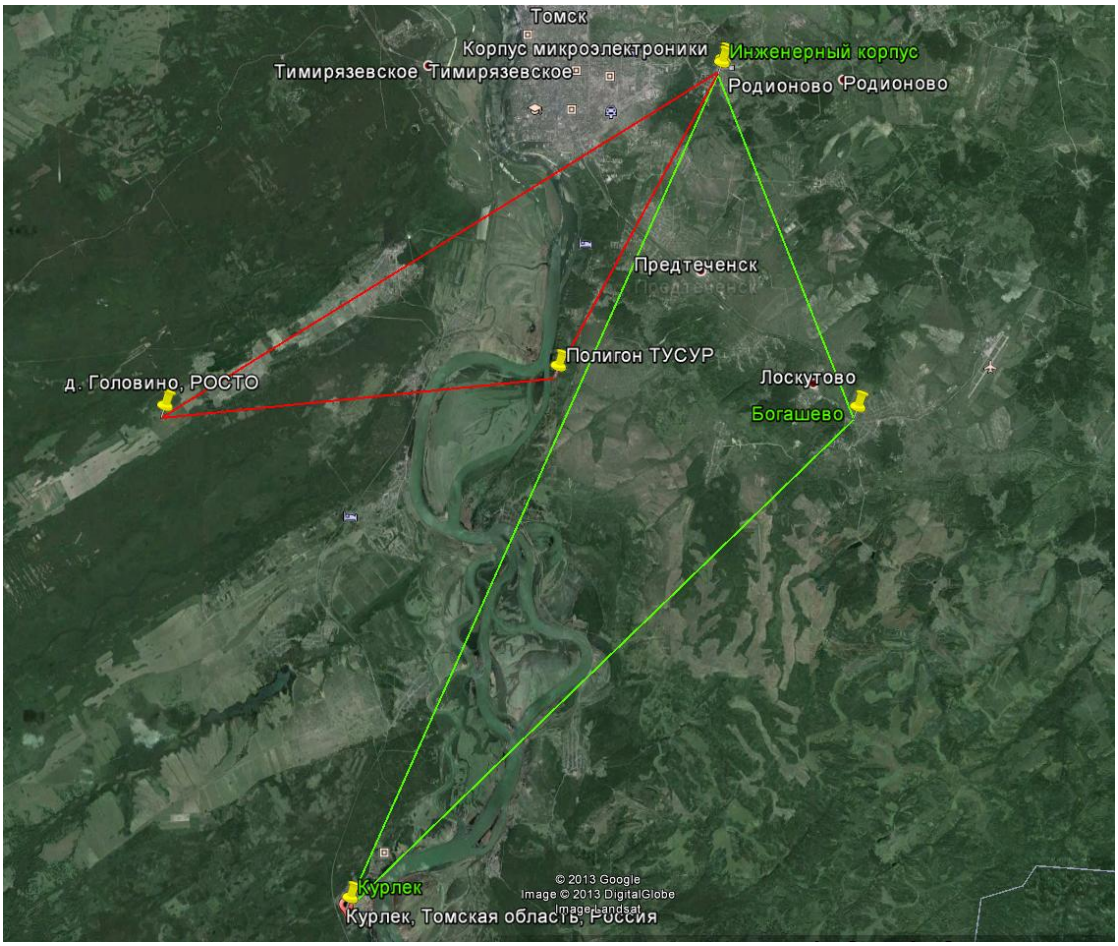


Рис. 2. Схема расположения измерительных пунктов АПК

Даны характеристики разработанной макетной сети метеорологических измерителей, основу которых составляют содары, программно-алгоритмического комплекса (ПАК), характеристики сервера. В АПК используются два вида ПАК: ПАК-1, работающий на основе модели WRF – Weather Research and Forecasting и ПАК-2, работающий на основе динамико-стохастической модели с использованием линейной фильтрации Калмана. С ними и проведена апробация работы АПК. Описан способ передачи данных от измерительных точек сети к серверу. Приведены результаты

натурных испытаний АПК с двумя ПАК. Описаны методики испытаний и проведения исследований.

Макетная сеть дистанционных и локальных метеорологических измерителей состоит из разнесенных в пространстве трех измерительных точек (станций - ИС), каждая из которых содержит метеорологическое оборудование для измерения параметров приземного и пограничного слоев атмосферы и систему передачи измеряемых данных на сервер. Схема расположения пунктов измерений метеопараметров и центрального сервера (ИМКЭС) представлена на рис. 2. Сервер располагается в корпусе ИМКЭС СО РАН. Он принимает данные с измерительной сети и обрабатывает полученную информацию с помощью программно-алгоритмического комплекса (ПАК).

ПАК в свою очередь состоит из блока усвоения исходных данных, блока подготовки сеточных данных по заданной территории, блока подготовки начальных и граничных данных расчета, основного расчетного блока и блока визуализации и блока анализа и визуализации результатов расчета.

Согласно структурной схеме, АПК работает следующим образом. В каждой точке макетной сети дистанционных и локальных метеорологических измерителей проводятся измерения необходимых метеорологических величин. После этого по каналам системы передачи данных результаты измерений передаются на сервер, где аккумулируются в хранилище данных. Переданные данные из хранилища с помощью программного модуля загружаются в ПАК, где происходит их дальнейшая обработка. Результаты расчета данных отображаются на мониторе.

Макетная сеть дистанционных метеорологических измерителей, как и локальных (ультразвуковых) измерителей для измерения параметров приземного слоя атмосферы, расположена в 3-х удаленных друг от друга на разные расстояния измерительных точек. В таблице 1 приведены географические координаты этих точек.

Структура и технические характеристики комплекса средств метеорологических измерителей

На основе проведенного анализа, было предложено использовать акустический локатор (содар), как основной метеорологический измеритель. Содар имеет, так называемую «мертвую зону» измерений до высоты примерно 30 м. Для определения метеорологических параметров до этой высоты было предложено использовать в одной из измерительных точек дополнительные метеорологические измерители параметров приземного слоя атмосферы.

Структура комплекса средств метеорологических измерителей для исследования изменчивости приземного и пограничного слоев атмосферы представлена на рис. 3. Видно, что каждая точка макетной сети оснащена различными метеоизмерителями. Общее, что есть в этих точках это наличие трехкомпонентного доплеровского содара, который выполняет основные измерительные функции. Все остальные метеорологические измерители необходимы для текущего контроля метеорологических параметров.

Основными требованиями к системе передачи данных с локальных и дистанционных (содаров) метеорологических измерителей параметров приземного и пограничного слоев атмосферы, расположенных в пунктах измерений метеопараметров, на центральный сервер, являются следующие:

- число пунктов измерений метеопараметров – 3;
- максимальное удаление пунктов от центрального сервера 30 км;
- скорость передачи данных не менее 100 кбит/с;
- поддерживаемые протоколы связи TCP/IP, FTP;
- тип работы модема полудуплекс или дуплекс;

Описание метеорологических измерителей и некоторые их характеристики можно найти в работах [1-3].

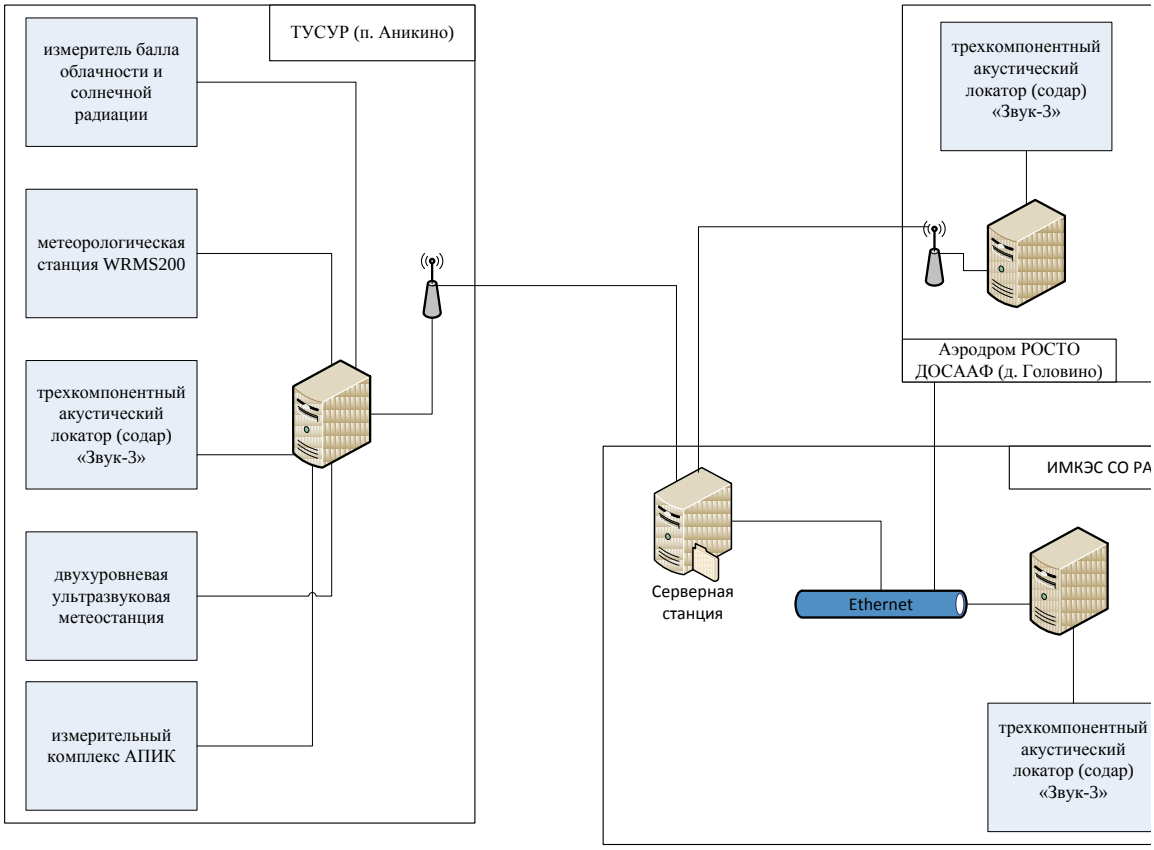


Рис. 3. Структура измерительной сети

Таблица 1. Координаты расположения точек измерительной сети

Место расположения измерительной точки	Широта	Долгота
Корпус ИМКЭС СО РАН, (г. Томск)	56°28'37.82"С	85° 3'22.29"В
Полигон ТУСУР, (п. Аникино)	56°22'47.25"С	84°57'41.91"В
Аэродром РОСТО (ДОСААФ), (д. Головино)	56°22'0.69"С	84°44'9.19"В

Расстояние между измерительными точками:

- Корпус ИМКЭС СО РАН – полигон ТУСУР — 12,3 км.
- Корпус ИМКЭС СО РАН – аэродром ДОСААФ — 23.3 км.
- Аэродром ДОСААФ – полигон ТУСУР — 14 км.

Программно-алгоритмический комплекс ПАК-1, разработки ИФА РАН, обеспечивает усвоение характеристик подстилающей поверхности, приземных метеопараметров, данных акустического и микроволнового зондирования от сети наземных пунктов с последующей пространственной интерполяцией. Комплекс предназначен для численного восстановления, пространственного и временного прогнозирования турбулентности, температуры и скорости.

Проведенная проверка функционирования программно-алгоритмического комплекса ПАК-1 показала, что применение процедуры усвоения данных дистанционного зондирования о скорости и направлении ветра приводит к улучшению точности прогноза поля ветра до ± 2 м/с. Для достижения больших показателей точности восстановления для расстояний до 100 км на необходимо использование в модели ПАК-1 данных о профиле температуры и приземных параметрах атмосферы.

Программно-алгоритмический комплекс (ПАК-2), реализующий динамико-стохастическую модель, разработан в виде многофункциональной профессионально-ориентированной вычислительной системы, обеспечивающей решение следующих функциональных задач:

- пространственной экстраполяции (интерполяции) температуры, турбулентности, составляющих скорости ветра и мезомасштабных ветровых сдвигов в приземном и пограничном слоях атмосферы, осуществляемой по результатам оперативного дистанционного акустического зондирования, в точку с заданными координатами, расположенную на неосвещенной данными наблюдений, территории;
- сверхкраткосрочного (с заблаговременностью до 12 ч.) прогноза параметров состояния атмосферы (температура, турбулентность, составляющие скорости ветра), выполняемого на основе оперативных данных дистанционного акустического зондирования для заданного района;
- пространственной экстраполяции вертикального профиля метеорологической величины с восстановлением значений на высотных уровнях, где данные измерений искажены или отсутствуют.

ПАК-2 позволяет восстанавливать и прогнозировать поля метеорологических параметров – скорости ветра (3 компоненты), температуры, турбулентности, со следующими характеристиками:

- дальность экстраполяции в горизонтальной плоскости до 100 км;
- высота слоя экстраполяции до 2 км;
- заблаговременность прогноза до 12 часов;

диапазоны изменения скоростей ветра:

- горизонтальный ветер 0.2…30 м/с;
- вертикальный ветер ± 2 м/с;
- точность прогнозирования ± 2 м/с;
- достоверность прогноза 0,8.

Обобщенная блок-схема ПАК, представлена на рисунке 4. В состав ПАК входят следующие подсистемы:

1) подсистема обработки и преобразования входной информации;
2) подсистема сверхкраткосрочного прогноза параметров состояния атмосферы в точку с заданными координатами;
3) подсистема пространственной экстраполяции метеорологических величин в точку с заданными координатами;
4) подсистема объективного анализа мезометеорологических полей;
5) подсистема представления и визуализации результатов расчета;
6) интерфейс пользователя.

Работа всех перечисленных подсистем (1)–(5) осуществляется с помощью интерфейса пользователя (6). Он же осуществляет вывод результатов расчета на монитор, принтер, а также на жесткий диск, с которого предполагается в дальнейшем реализовать процедуру передачи полученных результатов в качестве первичных параметров для более сложных комплексов на основе гидродинамических моделей, либо по каналам связи потребителям прогностической информации.

Главное окно интерфейса состоит из 2 областей, показанных на рис. 5. Одна область (1) позволяет выводить результаты экстраполяции в табличном виде. Вторая область (2) позволяет визуализировать как сам географический полигон, так и метеорологическую ситуацию по периметру выбранного полигона. Карта позволяет увидеть метеорологическую обстановку в целом, в то время как таблица отображает полученные данные в развернутом виде.

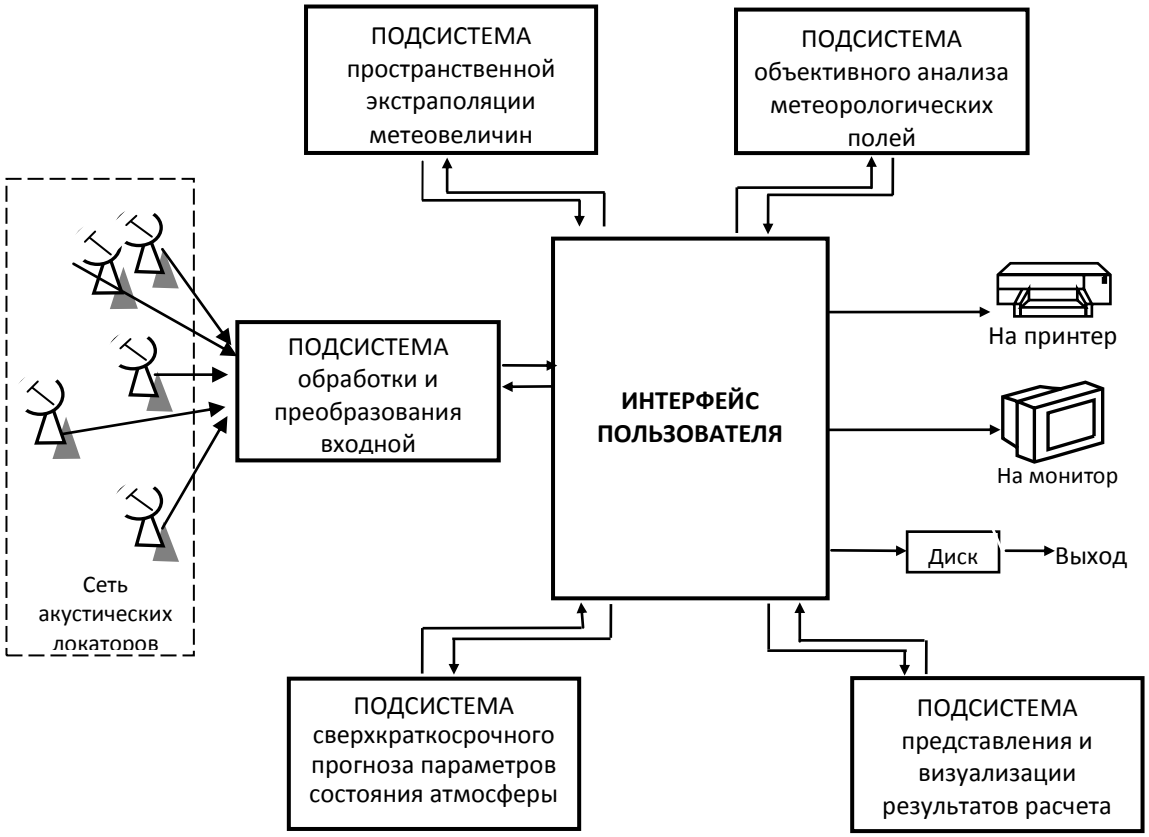


Рис. 4. Обобщенная схема программно-алгоритмического комплекса ПАК-2

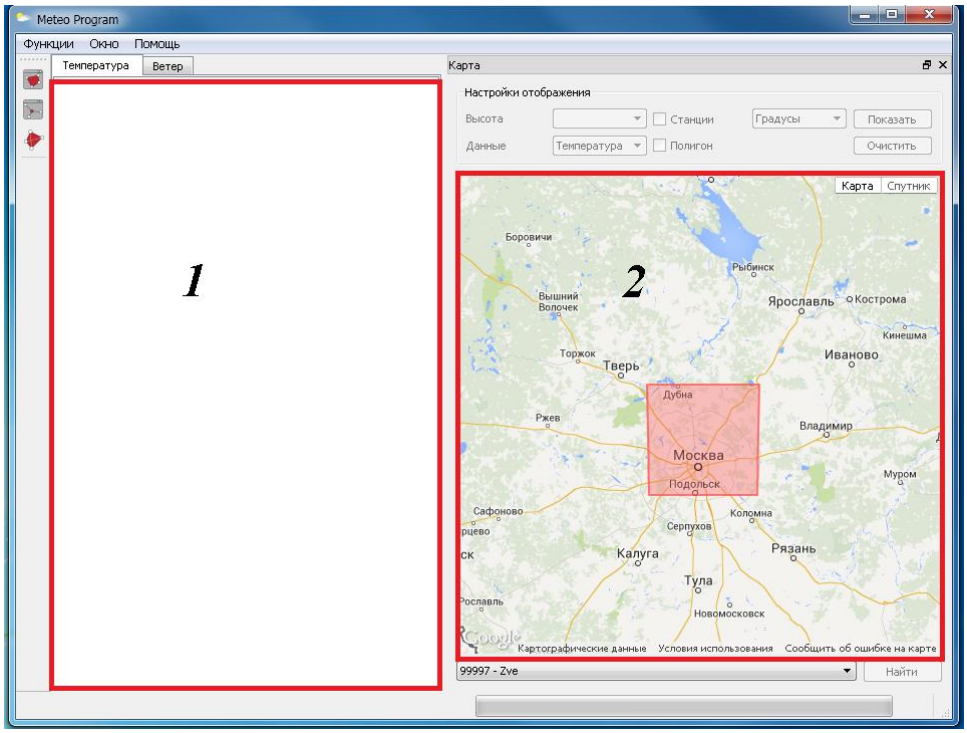


Рис. 5. Главное окно ПАК-2

Заключение

Проведена разработка макета аппаратно-программного комплекса (АПК) мониторинга состояния приземного и пограничного слоев атмосферы на ограниченной территории, численного пространственного и временного оперативного прогнозирования характеристик турбулентности и метеорологических полей на основе данных получаемых с макетной сети дистанционных метеорологических измерителей (содаров и других) и программно- алгоритмических комплексов ПАК-1 и ПАК-2. Проведена апробация работы АПК, которая показала на возможность прогнозирования профилей температуры и скорости ветра на расстояниях до 100 км. Описана система передачи данных от измерительной точки сети к серверу. Полученные результаты натурных испытаний продемонстрировали работоспособность АПК по восстановлению и прогнозированию профилей температуры и скорости ветра в пограничном слое атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск, – 2001. – 278 с.
2. Красненко Н.П., Кудрявцев А.Н., Мананко Е.Е., Стафеев П.Г. Акустический локатор "Звук-3" для зондирования атмосферы // ПТЭ. – 2006. – № 6. – С. 100-102.
3. Красненко Н.П., Кудрявцев А.Н., Раков Д.С., Стафеев П.Г. Технические средства для исследования приземной атмосферы и распространения звуковых волн // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 2. – С. 158–164.

ПСЕВДОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПАРАБОЛИЧСКИЕ УРАВНЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ЗЕМЛИ

Авилов К.В.[1)], Глазов Ю.Е.[1)], Косарев О.И.[1)]

[1)] *Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва*
E-mail: k.v.avilov@list.ru

В докладе представлен быстрый численный метод моделирования поля акустогравитационных волн от точечного широкополосного источника в двумернонеоднородной атмосфере с учетом сферичности Земли.

В атмосфере распространение на большие дистанции возмущений от импульсных источников звука происходит, в основном, на низких частотах, а трассы такого распространения захватывают высоты до 1000 км и дистанции в несколько тысяч км. Распространение таких возмущений при малых по сравнению со скоростью звука скоростях движения частиц среды вдаль от источника может быть описано линеаризованными вокруг гидростатического состояния равновесия неподвижной неоднородной среды уравнениями гидродинамики [1], имеющими в сферических координатах с начальной точкой в центре невращающейся Земли вид

$$\begin{pmatrix} -i\omega\rho_0 & 0 & 0 & D_r & g\frac{r_e^2}{r^2} \\ 0 & -i\omega\rho_0 & 0 & \frac{1}{r}D_\theta & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega\rho_0 & \frac{1}{r\sin\theta}D_\varphi & 0 \\ \frac{1}{r^2}D_r r^2 - \frac{g}{c^2}\frac{r_e^2}{r^2} & \frac{1}{r\sin\theta}D_\theta \sin\theta & \frac{1}{r\sin\theta}D_\varphi & \frac{-i\omega}{\rho_0 c^2} & 0 \\ \frac{N^2}{g}\frac{r^2}{r_e^2} & 0 & 0 & \frac{-i\omega}{c^2} & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_r \\ v_\theta \\ v_\varphi \\ p \\ \rho \end{pmatrix} = 0$$

Здесь ω - круговая частота, ρ_0, c^2, N^2 - плотность невозмущенной среды, квадрат скорости звука и квадрат частоты Брента-Вяйсяля в невозмущенной среде, являющиеся функциями от пространственных координат, D_r, D_θ, D_φ - частные производные по радиусу, широте и долготе, g - ускорение силы тяжести на поверхности Земли, $v_r, v_\theta, v_\varphi, p, \rho$ - линейные возмущения компонент скорости, давления и плотности, также являющиеся функциями от пространственных координат. Здесь первые три уравнения суть уравнения Ньютона, четвертое есть уравнение неразрывности, а пятое – уравнение состояния.

Пусть теперь условия распространения звука зависят только от радиуса. Тогда поле точечного источника, расположенного на расстоянии r_s от начала координат есть суперпозиция сферических гармоник, соответствующих собственным частотам [2]. Используя формулу суммирования Пуассона и асимптотики функций Лежандра как в [2],

но с выбором $\xi^2 = \frac{l(l+1)}{r_e^2}$, можно перейти к представлению поля в виде аналога расходящихся от источника волн – орбит, огибающих Землю, и получить для поля первой орбиты, т.е. волн, распространяющихся от источника и не сделавших ещё ни одного оборота вокруг Земли, представление

$$p(r,\theta,\omega) = i\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}}\sum_n p_n(r)p_n(r_s)\sqrt{\frac{2}{\pi\xi_n r_e\theta}}\exp\left(i\xi_n r_e\theta + \frac{\pi}{4}\right)$$

где ξ_n, p_n есть решение задачи на собственные значения

$$\begin{pmatrix} -i\omega\rho_0\left(1-\frac{N^2}{\omega^2}\right) & D_r + \frac{g}{c^2}\frac{r_e^2}{r^2} \\ \frac{1}{r^2}D_r r^2 - \frac{g}{c^2}\frac{r_e^2}{r^2} & \frac{-i\omega}{\rho_0 c^2} + \frac{r_e^2}{i\omega\rho_0 r^2}\xi^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} v_r \\ p \end{pmatrix} = 0$$

с краевыми условиями свободной поверхности и ограниченности в начале координат.

Принимая во внимание формулу для функции от линейного оператора $\mathbf{T}$ с дискретным спектром ξ_k и матрицей собственных функций Φ, являющуюся очевидным следствием представления числовой функции в виде ряда Тейлора

$$f(\mathbf{T}) = \Phi\, diag(f(\xi_k))\Phi^{-1}$$

мы можем записать эту сумму нормальных волн в виде

$$p(r,\theta) = \sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}}\exp\left(ir_e\theta\sqrt{\mathbf{T}}\right)\sqrt{\frac{\pi}{2r_e\theta\sqrt{\mathbf{T}}}}\delta(r-r_s)$$

и удостовериться в том, что сумма нормальных волн, бегущих в одну сторону, удовлетворяет псевдодифференциальному параболическому уравнению

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\sqrt{\sin\theta}\,p(r,\theta) = ir_e\sqrt{\mathbf{T}}\sqrt{\sin\theta}\,p(r,\theta)$$

Для двумернонеоднородной среды с плавной зависимостью её свойств от горизонтальной координаты, пренебрегая отражениями назад от неоднородностей [3,4], мы можем использовать уравнение

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\sqrt{\sin\theta}\,p(r,\theta) = ir_e\sqrt{\mathbf{T}(\theta)}\sqrt{\sin\theta}\;p(r,\theta)$$

и простой алгоритм его решения

$$\sqrt{\sin(\theta+\vartheta)}\,p(r,\theta+\vartheta) = ir_e\vartheta\exp\left(\sqrt{\mathbf{T}(\theta)}\right)\sqrt{\sin\theta}\;p(r,\theta)$$

Численная реализация этого алгоритма использует дробно-рациональную аппроксимацию функции $\exp\left(ih\sqrt{\xi}\right)$ и конечномерную дискретную аппроксимацию собственно поперечного дифференциального оператора $\mathbf{T}$ – задачи на собственные значения [3,4,5]. Последняя может быть получена введением перемежающейся сетки для $N+1$ узлов скоростей и N узлов давления (верхний узел – давления, нижний - скорости), выбора базиса из эрмитовых кубических сплайнов размерности $4N$ [6], условий коллокации в $2N$ узлах, $2N-2$ условий интегрального баланса [7] и 2 уравнений для краевых условий – нулевого давления в верхнем узле и нулевой скорости в нижнем узле.

Все вместе они доставляют нам возможность вычисления поля акусто-гравитационных волн на больших дистанциях от источника в модели земной атмосферы с переменными по трассе рельефом и свойствами воздуха и грунта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М., Гончаров В.В, Введение в механику сплошных сред (в приложении к теории волн). М.: Наука,, 1982.
2. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология: Теория и методы. Т. 1. Пер. с англ.- М.: Мир, 1983, 520 с. с илл.
3. Авилов, К.В. Приближение однонаправленного распространения в вычислении звуковых полей в океане // в кн. Акустика океанской среды под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой, М., Наука, 1989, С. 10 – 19.
4. Авилов, К.В. Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение, Акуст. журн., т.41, вып.1, 1995, с.5-12.
5 Куличков С.Н., Авилов К.В., Попов О.Е. и др. О некоторых результатах моделирования дальнего распространения инфразвука в атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 2. С. 232–246.
6. Г. Стренг, Дж. Фикс Теория метода конечных элементов, М.: «Мир», 1977.
7. Бабушка, И. , Э. Витасек, М. Прагер Численные процессы решения дифференциальных уравнений. М.: "Мир", 1969, §4.3.

ОБ ИНФРАЗВУКОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРОИДА.

Сорокин А.Г.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

E-mail: sor@iszf.irk.ru

В работе приводятся сведения о падении метеороида в районе Челябинска 15 февраля 2013 года. Описаны подобные инфразвуковые эффекты, зарегистрированные ранее и методы их интерпретации. Даются характеристики инфразвуковой установки ИСЗФ СО РАН, на которой зарегистрирован эффект взрыва метеороида в атмосфере. Приводится вид когерентного инфразвукового сигнала, обсуждаются его параметры.

1. Введение

В настоящее время представления о космическом происхождение метеоритов, падающих на Землю не вызывают никакого сомнения. Хорошо известно, что на Землю каждые сутки попадает несколько тонн метеорного вещества, и около 2 тысяч тонн ежегодно [Brown P. et al., 2002; Мезенин Н.А., 1972]. Вместе с тем падение крупных метеоритов может представлять серьезную опасность, поскольку при достаточно больших размерах (порядка 50 метров), энергия, выделяемая метеоритом, при столкновении с земной атмосферой может быть сопоставима с энергией атомного взрыва. Поэтому чрезвычайно важна любая информация о времени появления космического тела, его плотность и состав, возможные траектории его движения, характеристика его фрагментации и т.д.

2. Об исследовании акустических эффектов метеороидов в России и за рубежом.

Истекшее столетие было знаменательно событиями, связанными с вторжением в атмосферу Земли крупных космических тел - метеороидов. Наиболее значимым по атмосферным эффектам среди них, безусловно, является Тунгусский метеороид 1908 года [Krinov Ye. L., 1949] Акустическая волна взрыва метеорита в нижних слоях атмосферы несколько раз обогнула земной шар. Несмотря на то, что падение метеороидов приходится, в основном, на безлюдные районы, вероятность катастрофических последствий остается высокой.

Таблица 1. Параметры некоторых наиболее значимых метеороидов 20 века.

Название события	Тунгусский метеороид	Сихоте-Алинский метеороид	Витимский болид	Челябинский метеороид
Дата и время события, UT	17(30).06 1908 0:14,5	12.02.1947 0:38	24.09.2002 16:50	15.02.2013 3:20
Высота взрыва, км	7-10	25	30	15-25
Масса, т	не установлена	100	160	7000
Состав	не определен	94% железо	не определен	хондриты
Энергия, Мт ТНТ	50	0,01	0,2	До 0,5

Это обстоятельство, по-видимому, послужило одной из причин инициирования теоретических и поисковых исследований, как за рубежом, так и в России.

Для примера и сравнения в Таблице 1 приведены характерные параметры некоторых наиболее значимых метеороидов, отмеченных на территории России в 20-м столетии. Здесь представлены космические тела в виде 2-х типов. Первый тип – это тип метеороида, при падении которого не обнаружено остатков вещества (Тунгусский

метеороид). Второй тип – при падении которого обнаружены остатки вещества. Сюда относится и Челябинский метеороид. Приведенные данные показывают, что Челябинский метеороид относится к событию, сравнимому с энергией Тунгусского метеороида 1908 года.

3. Аппаратура и методика регистрации инфразвуковых волн в ИСЗФ СО РАН.

Инфразвуковая станция ИСЗФ СО РАН предназначенная для мониторинга инфразвуковых сигналов, расположена в 150 км от г. Иркутска на территории Геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН. Станция оснащена инфразвуковой аппаратурой ИСЗФ СО РАН, установлена в выносных павильонах и представлена блоком инфразвукового микробарографа, разработанного в ИСЗФ СО РАН [Ерущенков А.И. и др., 1974], устройством калибровки и системой шумоподавления в виде трубной линии длиной 60 метров с 20-ю входными капиллярами. Инфразвуковая информация передается в центральный пункт для регистрации посредством кабельных линий. Основные характеристики инфразвуковых микробарографов с усилителем следующие: динамический диапазон 80 дб; полоса частот 0.02–3Гц; собственный шум 0,01 микробара; чувствительность 0.05в/микробар.

4 Анализ инфразвука, связанного с падением Челябинского метеороида.

Атмосфера Земли является упругой средой, в которой легко возбуждаются и свободно распространяются акустические волны. Поэтому, 15 февраля 2013 года, в момент падения крупного небесного тела в районе г. Челябинска, наблюдался эффект излучения в инфразвуковом диапазоне частот. Инфразвуковой сигнал от Челябинского метеороида наблюдался на инфразвуковой станции Геофизической обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН, расположенной в 150 км от Иркутска в 5 часов 51 минуту UT. Волна давления, возникшая от взрыва метеороида, по сообщению в прессе (NASA), образовалась в 3 часа 20 минут UT. При расстоянии от Челябинска до Иркутска равном 2780 км, характерное время распространения инфразвукового сигнала составило 2 часа 31 минуту.

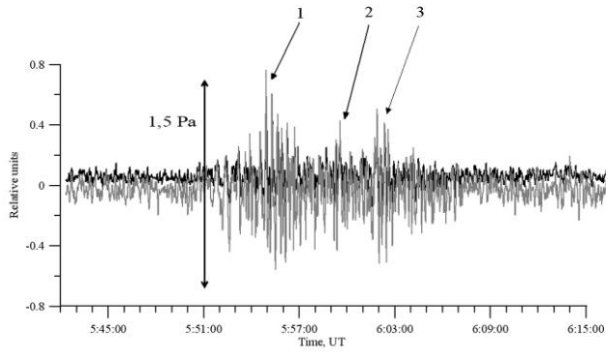


Рис. 1. Форма инфразвукового сигнала от Челябинского метеороида 15.02 2013 г, Стрелки - последовательные цуги сигнала.

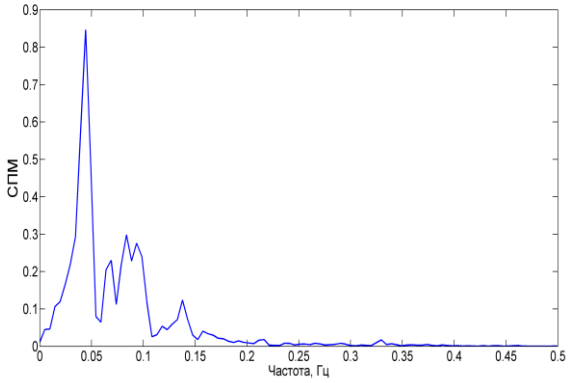


Рис. 2. Спектр мощности 1-го цуга, инфразвукового сигнала 15.02 2013 года от взрыва Челябинского метеороида.

В структуре инфразвукового сигнала, зарегистрированный на станции ИСЗФ 15.02.2013 года явно выделяются три группы цуговых колебаний, из которых наиболее продолжительным и мощным является первый (длительность около 650 сек, размах амплитуды 15 микробар) (Рис. 1). Первый цуг инфразвукового сигнала появился в 05:51 UT, как сигнал с устойчивым выделенным азимутом. Последовательность цугов такова, что через 650-660 сек от начала прихода, следует второй и еще через 150-200 секунд - третий цуг колебаний. Последующие цуги, имеют примерно в три раза меньшую продолжительность и в два раза меньший размах амплитуды, соответственно, около 200 сек и 7 микробар. По этим данным построен спектр мощности первого цуга и выделены доминирующие периоды колебаний 32; 16 и 6 секунд (Рис. 2).

Как показало событие Челябинского метеороида, еще приближающийся к поверхности Земли космический объект представляет большую опасность. Обладая огромной скоростью, космическое тело в атмосфере Земли возбуждает сильную ударную волну, которая за фронтом впереди тела развивает температуру в несколько тысяч градусов и давление в несколько тысяч атмосфер, способствует разрушению и испарению метеороида. Интересно выяснить, как структура инфразвукового сигнала связана с процессом вхождения метеороида в атмосферу и его фрагментации ? Как следует из сообщений в прессе, в Челябинске взрывов от метеороида было слышно три [Емельяненко и др., 2013]. Первый - как следствие разрушения основного тела метеороида на два фрагмента, и затем последующие, как разрушения этих двух фрагментов. Таким образом, структуру инфразвукового сигнала можно было бы объяснить с позиции процесса разрушения метеороида. С другой стороны, как показывает регистрограмма (Рис.1), временная последовательность амплитудных цугов инфразвукового сигнала, записанного на расстоянии почти 3000 км находится в той же последовательности что и взрывы, но имеет гораздо большую продолжительность. В то же время процесс пролета и разрушения метеороида над Челябинском занимал около 60 секунд. Конечно, процесс разрушения метеороида, его торможение, а также последующих взрывов фрагментов происходило в неоднородной атмосфере. В этих условиях, вероятно, возбуждение многолучевой структуры инфразвукового сигнала, который на станции регистрируется в виде цугов увеличенной продолжительности. Для выяснения связи фрагментации метеороида со структурой инфразвукового сигнала необходимы данные о поле ветра и температуре по трассе и дополнительные исследования. Для оценки энергии взрыва метеороида логично использовать среднюю оценку. Так, в работе сотрудников CEA (Франция) оценка средней энергии взрыва метеороида сделана по данным 12 станций наблюдений Международной системы мониторинга (IMS) и составила 460 кт. [Le Pichon A. et al., 2013]. Для оценки энергии взрыва использовано эмпирическое соотношение (1а, 1б) между периодом акустических волн T и энергией источника W для крупных взрывов [Revelle D., 1997].

$$\log(W/2) = 3.34\log T - 2{,}58 \quad W/2 \le 100\ \text{кт} \qquad (1а)$$

$$\log(W/2) = 4{,}14\log T - 3{,}61 \quad W/2 \ge 40\ \text{кт} \qquad (1б)$$

здесь Т- период инфразвуковой волны максимальной амплитуды в секундах для двух диапазонов энергии, W - энергия (взрывов) в килотоннах.

Аналогично, из соотношения (1а, 1б), можно получить локальную оценку энергии взрыва метеороида, основываясь на данных инфразвуковой станции ИСЗФ СО РАН. Такая оценка энергия взрыва Челябинского метеороида для диапазона периодов T= 16 - 20 сек, (смотри верхнюю панель рисунка 5) составляет **W ~ 55 - 120 кт**. Если принимать во внимание период инфразвуковых колебаний Т~32 сек., наблюдающиеся в начальной стадии сигнала (Рис.5), то энергия взрыва метеороида оценивается уже в **436 кт.**

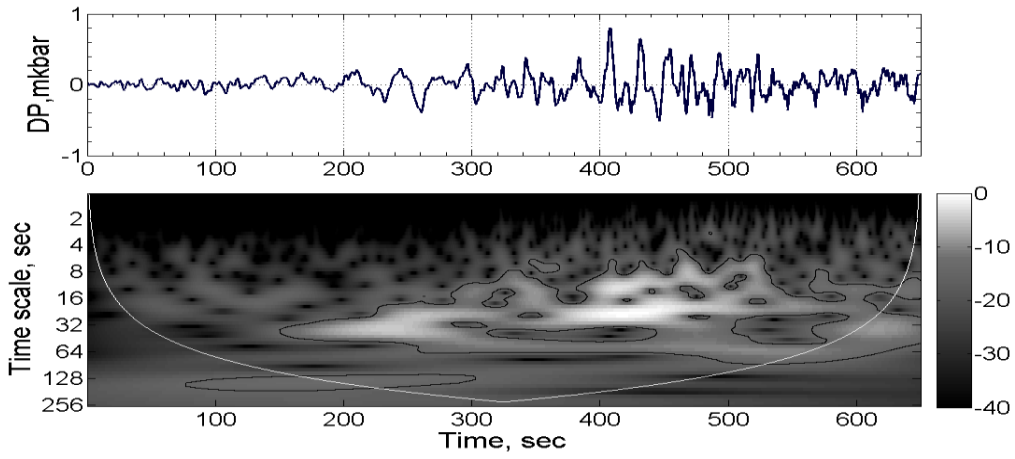


Рис.5. Регистрограмма и вейвлет- преобразование первого цуга инфразвукового сигнала от Челябинского метеороида 15.02.2013г

В заключение сделаем несколько замечаний по форме инфразвукового сигнала первого цуга сигнала, показанной на верхней панели рисунка 5. Видно, сигнал состоит из двух частей: вначале наблюдается низкочастотное вступление, а далее тело сигнала заполняют высокочастотные колебания. Началу сигнала соответствует самая мощная гармоника в спектре сигнала, показанного на рисунке 3. Попытаемся объяснить структуру данного инфразвукового сигнала. Оказывается, взрывы, можно условно разделить на два вида: по типу взрывчатого вещества (ВВ). Мощности таких взрывов могут резко, на несколько порядков, отличаться по концентрации энергии на единицу массы ВВ. Концентрация энергии в первом случае достигает 4 10^{10} эрг/г, а во втором 8.4 10^{17}эрг/г. При взрыве ВВ с малой концентрацией энергии образуется относительно большое количество горячих газообразных продуктов взрыва. При таком объеме продуктов взрыва можно считать, что в переходе в равновесное состояние участвует не атмосферный воздух, а только газообразные продукты взрыва. Размер образовавшегося при взрыве газового шара определяет период его собственных колебаний. В таком случае, отношение амплитуд двух последовательных колебании характеризуют затухание процесса и энергию первого и вторичных колебаний, соответственно, 75 и 25% [Станюкович К.П**.,** 1959].

При взрыве с большой концентрацией энергии в малом объеме (Q ≈ 10^{18} эрг/г) участвует относительно малое количество вещества, поэтому в результате взрыва образуется малое количество продуктов взрыва, которым можно пренебречь при анализе процесса установления состояния равновесия атмосферы после взрыва. Взрыв с высокой концентрацией энергии в малом объеме, например ядерный, можно рассматривать как точечный. В этом случае атмосфера, выведенная из равновесия мощным импульсом взрыва, возвращается к своему первоначальному состоянию апериодически без вторичных колебаний [Станюкович К.П**.,** 1959]. Поэтому, следствием взрыва с большой концентрацией энергии является относительно короткий импульс давления и широкий спектр инфразвуковых частот. Хорошо известно, что распространение взрывных волн в атмосфере характеризуют две особенности. Это поглощение высоких частот и дисперсия скорости.

Наибольшей дисперсией обладают волны с периодом колебаний от 8—12 до 100 сек. [Золотов А.В., 1966]. Причем скорость волн с периодом от 8—12 до 30 сек. при увеличении периода колебаний уменьшается, а у волн с периодом от 30 до 100 сек. и более при увеличении периода скорость увеличивается [Пасечник И.П., 1962]. Поэтому структура инфразвукового сигнала от взрыва с высокой концентрацией энергии на расстоянии в несколько тысяч километров такова, что впереди присутствует более быстрый низкочастотный сигнал, связанный с первым коротким ударным импульсом. Затем развивается высокочастотный пульсирующий инфразвуковой «хвост», связанный с тепловой осцилляцией газообразного шара, стремящегося к равновесию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown P., Spalding R. E., ReVelle D. O., Tagliaferri. E. & Worden. S. P., (2002), Nature **420**, 294-296.
2. Мезенин Н. А., (1972). Занимательно о железе. Глава Железо в космосе. М. «Металлургия», 200с.
3. Krinov Ye. L., (1949). Tunguskii meteorit. Academy of Science USSR, Moscow – Leningrad.
4. Емельяненко В.В. и др., (2013). Астрономические и физические аспекты челябинского события 15 февраля 2013 г.// Астрономический Вестник, 47(4), 2013, с. 262-277, DOI: 10.7868/S0320930X13040130
5. Ерущенков А.И., Пономарев Е.А., Турчанинов И.П. (1974). Прибор для регистрации инфраакустических и гравитационных атмосферных волн. // Исследования по геомагнетизму , аэрономии и физике солнца. Иркутск. Вып. 34. С. 50–57.
6. Le Pichon A. et al., (2013). The 2013 Russian Fireball largest ever detected by CTBTO infrasound sensors (англ.) // Geophysical Research Letters, 2013. 40. DOI:10.1002/grl.50619

7. ReVelle D.O., (1997). Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves. Annals of the New York Academy of Sciences 822, 284–302.URL http://dx.doi.org/10.1111/j.1749-6632-1997.tb48347.xS.
8. Станюкович К.П**.** Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
9. Золотов А.В., (1966). Проблема Тунгусской катастрофы 1908 г. Минск: Наука и техника.
10. Пасечник И.П. Наука доказала: ядерные взрывы можно обнаружить, где бы они ни производились. «Природа», 1962, № 7.

к списку секций

СЕКЦИЯ – Акустические измерения

МЕТРОЛОГИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ
Бабий В.И. ……...2

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА АКУСТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ И БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ С ПОМОЩЬЮ ОБРАЩЕННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН
Смагин Н.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П. 10

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОЦЕССОВ “ТВЕРДОФАЗНОГО ГОРЕНИЯ” СМЕСЕЙ ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ
Климчук Е.Г.[1)], Парахонский А.Л.[2)] 17

ДИСТАНЦИОННАЯ ОЦЕНКА КООРДИНАТ СРАБАТЫВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА В ВОДНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ ИНТЕРВАЛЬНОЙ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ КООРДИНАТ ТОЧЕК ПРИЁМА СИГНАЛА
Крюков Ю.С., Агейкин А.В., Коротаев Ю.В., Черепанов Е.О..... 22

АКУСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТЕРМЫ АДСОРБЦИИ ВОДЯНОГО
ПАРА
Симаков И.Г., Гулгенов Ч.Ж. 30

ОСОБЕННОСТИ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВ В АЭРОАКУСТИКЕ
Гончаренко Б.И., Ермолаева Е.О. 43

МЕТРОЛОГИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ

Бабий В.И.

Морской гидрофизический институт, г. Севастополь

E-mail: marbab@yandex.ru

Вся история разработки гидрофизических средств измерения есть борьба за повышение инструментальной точности [1, 2]. При этом безусловное предпочтение отдается прямым методам перед косвенными измерениями. Вопрос о метрологическом обеспечении разработок и эксплуатации гидроакустических измерителей скорости звука (ГИСЗ) был всегда актуален и продолжает стоять на повестке дня. Как и положено, при разработке нестандартизованных средств измерения, к которым относятся ГИСЗ, одновременно в 1958 г. было создано средство их метрологического обеспечения – калибровочное устройство КУ-1, погрешность которого, согласно принятому в метрологии правилу, должна быть в полтора – два раза меньше погрешности рабочих средств измерения, т.е. корабельных ГИСЗ [3, 4]. Заявленная абсолютная погрешность воспроизведения единицы скорости звука в воде устройством КУ-1, основанном на фазовом принципе акустического интерферометра с переменной базой, составляла ± 0.25 м/с при нормальном давлении, что должно было обеспечивать калибровку корабельных ГИСЗ с погрешностью не лучше ± 0.4 м/с. Однако, как было выявлено позднее, реальная абсолютная погрешность КУ-1 составляла около 2м/с [4]. Одна из главных причин этого – дифракционная погрешность.

В настоящее время разработанная ФГУП ВНИИФТРИ установка высшей точности (УВТ) – рабочий эталон нулевого разряда скорости звука УВТ 90-А-2007 имеет погрешность ~ 0.1 м/с в диапазоне температур Т от 1 до 35 ^{0}С и избыточных давлений Р от нормального до 60 МПа [3, 4]. Близкие погрешности имеют и таблицы стандартных справочных данных ГСССД 190 – 2000, содержащие значения скорости звука в дистиллированной воде, и составленные на их основе таблицы скорости звука ГСССД 202 – 02 для морской воды. Была предложена также трехступенчатая поверочная схема для средств измерения скорости звука в воде МИ 2352-95 [3] для передачи единицы скорости звука рабочим средствам измерения. Она содержит образцовые средства измерения: эталон 1–го разряда с погрешностью $0.15 \div 0.25$ м/с и эталон 2–го разряда с погрешностью $0.25 \div 0.5$ м/с. Понятно, что при передаче размера единицы скорости звука рабочим (корабельным) ГИСЗ их абсолютная инструментальная погрешность не может быть меньше этих значений. Напомним, что при передаче размера единицы скорости звука по ступеням поверочной схемы методом непосредственного сличения, в силу статистической независимости случайных погрешностей участвующих средств измерения, их дисперсии суммируются. Заметим, что вышеупомянутые эталоны также не свободны от дифракционных погрешностей. Кроме того, эти эталонные средства измерения не позволяют проводить метрологическую аттестацию ГИСЗ под гидростатическим давлением.

Таким образом, современное отечественное метрологическое обеспечение фактически ставит предел существенному повышению точности рабочих (корабельных) средств измерения скорости звука прямыми методами, сохраняя ее практически на уровне шестидесятых годов прошлого века. Все это свидетельствует об актуальности поиска новых путей повышения точности и перспектив развития и совершенствования ГИСЗ как средств измерения прямым методом скорости звука в жидкостях, в частности, морской среде [2].

Проблема повышения точности прямых измерений скорости звука С в воде (жидкостях) включает множество аспектов. Одна из сторон проблемы состоит в громадном различии нынешней точности измерения ***производной*** физической

величины – скорости звука и погрешности первичных эталонов ***основных*** физических величин – длины и времени, входящих в определение скорости звука. Среди всех средств измерения физических величин наивысшую точность имеет первичный эталон времени (частоты), основанный на стабильных внутриатомных процессах. В РФ его относительная неисключенная - систематическая погрешность (НСП) воспроизведения единицы времени – секунды не превышает $5 \cdot 10^{-14}$ и средняя квадратичная погрешность СКП $\leq 1 \cdot 10^{-14}$ в диапазоне интервалов времени от $1 \cdot 10^{-10}$ до $1 \cdot 10^{8}$ с, что соответствует мировому уровню точности в данном виде измерений.

Согласно принятому в 1983 году на 17 – ой Генеральной конференции по мерам и весам международному соглашению о постоянстве скорости света в вакууме ($C_{св}$ = 299792458 м/с *точно*) было установлено новое определение метра, как единице длины равной пути, проходимому светом в вакууме за 1/299792458 долю секунды. Таким образом, новый метр опирается на эталон времени (секунду) и фундаментальную физическую константу (скорость света). В результате чего стало возможным создание ***единого*** первичного эталона времени, частоты и длины (пространства – времени), где погрешность первичного эталона длины приближается к погрешности эталона частоты. Так государственный первичный эталон длины (метра) РФ имеет следующие метрологические характеристики относительной погрешности: НСП = $1.2 \cdot 10^{-11}$; СКП = $2 \cdot 10^{-11}$. Эталон обеспечивает с указанной погрешностью в диапазоне $1 \cdot 10^{-3} \div 1.0$ м передачу размера единицы длины от «волнового метра» к его материальным носителям (концевым мерам, измерителям линейных перемещений и т.п.), т.е. вещественным мерам длины. Следовательно, имеется принципиальная возможность непосредственной передачи с соизмеримыми погрешностями размера основных физических единиц – времени и длины первичному эталону скорости звука. Такая непосредственная передача размера единицы длины осуществляется, например, в эталонных ГИСЗ с переменной акустической базой и лазерным измерителем перемещений [4]. Однако в этих установках сохраняется основной недостаток – переменная дифракционная погрешность, зависящая от измеряемой величины С.

Для современного уровня точности эталонов длины и времени, предел относительной погрешности производной единицы – скорости звука С определяется преимущественно эталоном длины и составляет ~ $2 \cdot 10^{-11}$.

Поскольку скорость света в вакууме принята универсальной физической константой, то вполне естественно положить ее как меру размера единицы скорости, определив 1 м/с как 1/299792458 долю скорости света в вакууме. И тогда можно, в частности, выражать скорость распространения звука С в единицах скорости распространения света в вакууме $C_{св}$, т.е. $C = n \cdot C_{св}$, где n – безразмерное число. Например, при С = 1500 м/с получим порядок величины $n \approx 5 \cdot 10^{-6}$.

Принято различать ***единицы*** физических величин и ***шкалы*** физических величин. Таким образом, получаем линейную шкалу физической величины - ***скорости*** с двумя реперными точками: ноль и скорость света в вакууме, где $0 \leq n \leq 1$. Аналогичное построение имеет и термодинамическая шкала температур МТШ – 90: абсолютный ноль и реперная точка - температура тройной точки воды (273.16 К *точно*), а единица температуры – градус Кельвина (или Цельсия) есть 1/273.16 доля термодинамической температуры тройной точки воды. Обе шкалы линейны и начало шкал есть ноль. Разница их состоит в том, что шкала скорости имеет предел (скорость света в вакууме), а шкала температур не имеет верхнего предела.

Изложенное выше полностью относится и к измерению скорости электромагнитных волн (не имеющих частотной дисперсии в вакууме), к измерению скорости света (показателя преломления) в жидкостях и газах, где возможна прямая передача «волнового» размера единицы скорости (1 м/с), минуя материальные носители, например интерференционным методом. Это означает переход на качественно новый уровень – полной децентрализации обеспечения единства

измерений скорости. При этом можно априорно гарантировать заданную точность и достоверность воспроизведения единицы скорости путем дифференциальных измерений скорости распространения излучения в исследуемой среде и скорости света в вакууме, в том числе при синхронных измерениях скорости звука и скорости света в жидкостях, например в воде. Если принять эту концепцию, то с метрологической точки зрения нет принципиальных препятствий для совершенствования гидроакустических измерителей скорости звука в жидкостях и полной децентрализации эталонной базы.

Поскольку скорость звука C является производной физической единицей, образованной из основных единиц международной системы SI – метра и секунды, то рабочие ГИСЗ содержат встроенные меры длины и времени (частоты). Роль этих встроенных мер в рабочих ГИСЗ обычно выполняют измерительная база (концевая мера) датчика скорости звука и кварцевый генератор – стандарт частоты [2, 3]. Посредством этих встроенных мер каждый ГИСЗ хранит и воспроизводит с той или иной точностью единицу скорости звука.

Из сравнения погрешностей ГИСЗ (их относительная погрешность в настоящее время не лучше, чем ~ 10^{-4}, см. рис.1 в [2]) с приведенными выше погрешностями первичных эталонов длины и времени следует, что существует колоссальный неиспользованный потенциальный резерв точности – более ***шести порядков*** для совершенствования перспективных средств измерения скорости звука. В этой огромной несопоставимости погрешностей заключается еще одна сторона проблемы точных измерений скорости звука. Магистральный путь ее решения состоит в выявлении метрологически «слабых» звеньев измерительной цепи, в частности, формировании в некоторой области жидкой среды плосковолнового звукового поля и корректном учете дифракционных и краевых эффектов, а также эффектов взаимодействия датчика и зондирующего акустического излучения со средой, включая диссипативные и нелинейные эффекты. Поэтому при кажущейся простоте исходных соотношений ($C \approx l/\tau$ и $C = \lambda \cdot f$) корректная реализация их на практике связана с преодолением значительных трудностей. Повышение точности измерений скорости звука в морской среде прямым методом связано еще и с повышением требований к адекватности математических моделей реальным средствам измерений. Это неизбежно приводит к усложнению математических моделей ГИСЗ и увеличению в них числа параметров, которые подлежат оценке при метрологической аттестации (МА) [1, 2].

Анализ систематических погрешностей и результатов МА показал, что общепринятые математические модели [3, 4] неадекватны существующим ГИСЗ и не обеспечивают реализацию их потенциальных возможностей. Главный недостаток этих моделей состоит в отсутствии учета дифракционных погрешностей, которые наряду с другими эффектами являются источником наиболее трудно устранимой систематической погрешности. Слабо контролируемое явление дифракции звука заключается в отличии неоднородной структуры реального звукового поля от идеального плосковолнового из-за конечных волновых размеров преобразователей. Этот вид погрешности стараются принимать во внимание в эталонах и установках высшей точности, воспроизводящих единицу скорости звука в воде, однако, в образцовых и рабочих средствах измерения дифракционными погрешностями пренебрегают. Так в импульсно-циклических ГИСЗ это приводит к необходимости формально вводить в модель отрицательное время задержки $\Delta\tau$, что физически неосуществимо. Эффект дифракции в ГИСЗ может быть причиной расхождения между многочисленными эмпирическими формулами скорости звука разных авторов, особенно при больших давлениях, результатами измерений C прямыми и косвенными методами, а также несоответствия результатов калибровок ГИСЗ по дистиллированной и стандартной морской воде, и по другим жидкостям. Поэтому учет дифракционных эффектов в прецизионных ГИСЗ является вопросом первостепенной важности. Следовательно, математическая модель ГИСЗ обязательно должна содержать поправку на дифракцию. Абсолютная дифракционная погрешность

$\Delta C_п$ обусловлена отличием реальной звуковой волны от плоской из-за конечных размеров базы и ультразвуковых преобразователей. Дифракция возникает также и на отражателях звука, особенно когда с целью уменьшения уровня вторичных отражений их делают выпуклыми, формируя, таким образом, расходящуюся сферическую отраженную волну [3]. Иногда дифракция на таких отражателях может быть сопоставима или даже превышать дифракцию на ультразвуковом преобразователе. Поэтому дифракция в ГИСЗ это совокупный эффект, который в общем случае описывается громоздкими выражениями при многочисленных предположениях и допущениях. Для обозримых практических оценок воспользуемся простой приближенной формулой относительной дифракционной погрешности [2]:

$$\frac{\Delta C_п}{C} = \frac{1}{31,5}\left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 , \qquad (1)$$

где $\lambda = C/f_c$ – длина звуковой волны в жидкой среде, f_c – частота звука,
r – эффективный радиус ультразвукового преобразователя.

Представим (1) в виде $\Delta C_п(C) = d \cdot C^3$, где $d = (31.5 \cdot f_c^2 \cdot r^2)^{-1}$ – индивидуальный дифракционный параметр ГИСЗ, определяемый экспериментально в процессе МА.

Принимая во внимание хорошо выполняющиеся на практике неравенства: $\Delta\tau << \tau$, $\Delta C_п << C$, полагая задержку $\Delta\tau$ = const, d = const при f_c = const, и пренебрегая всеми другими, кроме температуры T и давления P влияющими факторами, можно записать измерительное уравнение ГИСЗ в приближенном виде [2]:

$$C_в(\tau, T, P) \approx l_0 \cdot [1 + a(T - T_0) + b(P - P_0)] \cdot [1/\tau + \Delta\tau/\tau^2 - d \cdot l_0^2/\tau^3] . \qquad (2)$$

Здесь получили разделение переменных. Полином в первых квадратных скобках (мультипликативная составляющая) есть линеаризованная функция влияния двух основных внешних влияющих факторов: температуры T и гидростатического давления P, где a – температурный коэффициент линейного расширения базы (ТКЛР), b – барический коэффициент сжатия базы, $L_0 = L(T_0, P_0)$ – номинальная длина измерительной базы при нормальных условиях T_0, P_0; путь $l = 2m \cdot L$, где m – число используемых переотражений звука на базе L; τ - измеряемый интервал времени. Такое разделение переменных позволяет вводить поправки на T и P в других звеньях измерительной цепи, например в CTD – зондах, оснащенных каналом измерения C [2].

Функциональный ряд другой переменной во вторых квадратных скобках (2) есть разложение по степеням $(1/\tau)$. Физический смысл этих слагаемых прост: первое слагаемое характеризует измеряемую величину C, второе слагаемое (квадратичный член) – поправку на задержку $\Delta\tau$, а кубический член – дифракционную поправку $\Delta C_п(C)$ (аддитивные составляющие). Ввиду относительно большой величины $\Delta\tau$ в импульсно-циклических ГИСЗ в выражении (2) преобладает квадратичный член над кубическим, а для время-пролетных ГИСЗ – наоборот, кубический преобладает над квадратичным из-за относительной малости $\Delta\tau$ [2]. Поскольку квадратичный и кубический члены входят в выражение (2) с разными знаками, то они частично компенсируют друг друга, сохраняя нелинейность характеристики. Однако, нестабильность $\Delta\tau$ и d приводит (помимо нестабильности эффективной длины базы L) к появлению дрейфовой составляющей результирующей погрешности ΔC.

Из выражения (2) следует, что формальное разложение в ряд по степеням выше третьей улучшения не принесет. Этот вывод подтверждается экспериментально, например, результатами МА в [2]. Отметим еще одну особенность разложения (2) по степеням $(1/\tau)$ – отсутствие свободного члена. Если квадратичный и кубический члены достаточно малы, то для термобаростабилизированной базы, т.е. инвариантной к T и P, уравнение (2) в пределе переходит в уравнение идеального ГИСЗ:

$C_в = 2mL_0(1/\tau) = C$, где $2mL_0 = C\cdot\tau = const$ – инвариант.

Формула (2) – это приближенное измерительное уравнение для реальных время-пролетных и импульсно-циклических гидрофизических ГИСЗ, которое содержит всего пять постоянных параметров: *a, b, d, Δτ, l_0* и учитывает изменение длины базы L от T и P, эффект дифракции и влияние задержки Δτ. Оно позволяет избежать процедуры итерации при введении дифракционных поправок и обеспечивает с относительной погрешностью менее 10^{-6} близость восстановленных значений $C_в$ к действительным значениям C. Это значит, что, используя предложенную математическую модель и выполнив МА ГИСЗ по дистиллированной воде, можно корректно проводить абсолютные измерения скорости звука с гарантированной точностью и в других жидкостях, в частности, в морской воде.

Рассмотрим пример повышения точности время-пролетного образцового ГИСЗ МГИ 4603 [2] за счет введения поправок на дифракцию. Особенность этого измерителя состоит в полном исключении влияния на систематическую погрешность измерения С временных задержек сигнала Δτ в едином приемном тракте. А применение ситалла (ТКЛР $a \le 10^{-7}$ K^{-1}) в конструкции датчика делает пренебрежимо малой дополнительную температурную погрешность. Поэтому при $P = P_0 = 101325$ Па в выражении (2) остается только слагаемое с дифракционной поправкой.

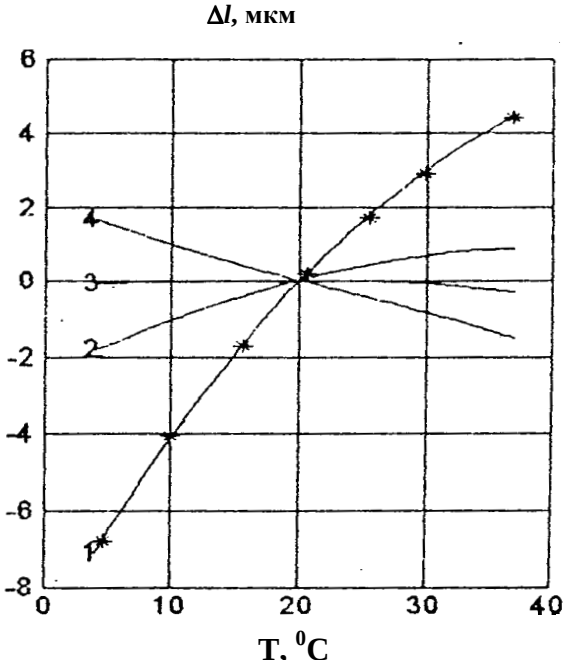


Рис.1. Приращения эффективной длины пути l от температуры при разных значениях дифракционного параметра: 1 – $d = 0$; 2 – $d = 1.5\cdot10^{-10}(с/м)^2$; 3 – $d = 2.0\cdot10^{-10}(с/м)^2$; 4 – $d = 2.5\cdot10^{-10}(с/м)^2$

На рис.1 для наглядности, в терминах приращения эффективной длины базы $\Delta l = l - l_0$, где $l = C\cdot\tau$, $l_0 = 0.13$ м при $T_0 = 20\ ^oC$, $P = P_0$, звездочками (график 1) показаны результаты метрологической аттестации по старой методике МИ 904 - 85 ГСИ, т.е. без учета эффекта дифракции.

Условием полной компенсации дифракционной погрешности является нахождение такого оптимального значения параметра d в (2), при котором $\Delta l = 0$ в заданном диапазоне C, T, P. Как видно, для графика 3 в диапазоне температур T от 4 до 30^0C выполняется соотношение $l = l_0 = const$ с относительной погрешностью менее 10^{-6}. Здесь относительная погрешность $|\Delta C/C| \approx |\Delta l/l_0|$, где отклонению $\Delta l = 1$ мкм

соответствует приблизительно погрешность $\Delta C \approx 1$ см/с. Из-за погрешностей определения экспериментальных значений $l = C \cdot \tau$, погрешностей аппроксимаций, приближенности модели дифракции и воздействия не учитываемых влияющих факторов, в действительности выполняется неравенство $|\Delta l / l_0| \le \varepsilon_l$,
где ε_l – погрешность, получаемая в результате минимизации приращения $|\Delta l|$ при решении вариационной задачи. Это один из способов нахождения оптимального значения дифракционного параметра d.

Графики 1 – 4 рис.1 соответствуют разным значениям параметра d, указанным в подписи к рисунку. График 3 отвечает практически полной компенсации дифракционной погрешности в диапазоне С от 1420 до 1520 м/с, характерном для вод Черного моря. Как видно, в этом диапазоне относительная систематическая погрешность ГИСЗ уменьшилась от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^{-6}$, т.е. ***на два порядка*** **!**

Из приведенного примера следует, что дифракционная погрешность существенна и ее надо учитывать, а модель дифракции (1) и измерительное уравнение (2) адекватны время-пролетным ГИСЗ.

Рассмотренная математическая модель (2), включающая эффект дифракции, позволила выявить специфический источник систематической погрешности, и с одной стороны реализовать потенциальные возможности уже существующих ГИСЗ, повысив их точность и достоверность алгоритмическим методом, а с другой стороны по-новому подойти к разработке и проектированию перспективных гидроакустических измерителей скорости звука, их программному обеспечению и нормированию метрологических характеристик.

Абсолютная дифракционная погрешность $\Delta C_п(C)$, возникающая при измерении адиабатической скорости звука С в жидкости прямым аппаратурным методом, определяется выражением $\Delta C_п(C) = C_и - C$,
где $C_и$ – исправленный результат измерения без поправки на дифракцию;
С – истинная (действительная) скорость звука. Сложность оценки $\Delta C_п(C)$ состоит в том, что она зависит от неизвестной (искомой) переменной С.

Относительная дифракционная погрешность есть $D(C) = \Delta C_п(C)/C$. Поскольку $\Delta C_п(C) << C$, то $D(C) << 1$. При длине звуковой волны в среде $\lambda = \text{const}$ и при постоянных геометрических размерах датчика С, когда его волновые размеры неизменны, получим $D(C) = \text{const}$ независимо от С и от моделей дифракции в любых слабо поглощающих звук жидкостях независимо от их химического состава и параметров термодинамического состояния. Другими словами, результаты градуировок таких ГИСЗ в дистиллированной воде в режиме $\lambda = \text{const}$ будут полностью приложимы к измерениям скорости звука с такой же погрешностью и в других жидкостях при разных Т и Р, в том числе и в морской воде [2]. Тогда восстановленные значения скорости звука $C_в$ определяются выражениями:

$$C_в = C_и - \Delta C_п(C) = C_и - D \cdot C \approx C_и - D_1 \cdot C_и = (1 - D_1) \cdot C_и = D_2 \cdot C_и = D_2 \cdot \lambda \cdot f_c, \qquad (3)$$

где $D_1 = D - D^2 + D^3 - D^4 + \ldots$, $D_2 = 1 - D_1$, $C_и = \lambda \cdot f_c$.

Эта простая формула реализует метод последовательных приближений и позволяет для конкретного ГИСЗ выразить $\Delta C_п(C)$ с заданной погрешностью через D_1 и измеренную скорость звука $C_и$ вместо неизвестной истинной С. Следовательно, возможно введение либо переменной аддитивной дифракционной поправки $D_1 \cdot C_и$, зависящей от $C_и$, либо адекватной постоянной мультипликативной поправки – коэффициента D_2.

Сравнивая выражение (3) с выражением (2) видим, что поправочные коэффициенты D_1 и D_2 аналогичны поправочным коэффициентам на длину акустической базы, что позволяет определять дифракционную поправку по приращениям эффективной длины пути l (см. рис.1).

Из выражения (3) следует, что для данного режима ГИСЗ произведение $D_2 \cdot \lambda$ = const – инвариант, поэтому, как в идеальном измерителе, получим $C_в = D_2 \cdot \lambda \cdot f_c$ прямо пропорциональным частоте f_c. Здесь λ может быть выражена в длинах световых волн, а частота f_c измерена с наивысшей точностью, т.е. на уровне первичных эталонов. Поэтому предел повышению точности абсолютных измерений скорости звука в режиме работы λ = const ставит дифракционная погрешность.

Таким образом при измерениях C в режиме λ = const задача учета дифракции состоит в оценке величины D и введении поправок на дифракцию согласно (3). На практике оценку D можно получить измеряя $C_и$ в дистиллированной воде в реперной точке ($T_м$, P_0), где адиабатическая скорость звука $C_{ад}$ равна изотермической скорости звука $C_м$, которая рассчитывается по плотности и изотермической сжимаемости, например из ГСССД. В настоящее время $C_м$ определена независимо ***неакустическим*** способом в реперной точке ($T_м$, P_0) с относительной погрешностью менее 10^{-6} [1, 2]. В реперной точке $T_м$ = 3.98152 °C по МТШ-90 плотность воды максимальна:
$\rho_м(T_м, P_0)$ = 999.97562 кг/м^3, а изотермическая сжимаемость
$\beta_{изо}(T_м, P_0) = 4.94873 \cdot 10^{-10}$ Па$^{-1}$, что дает оценку изотермической скорости звука
$C_м = C_{изо}(T_м, P_0) = (\rho_м \cdot \beta_{изо})^{-0.5}$ = 1421.5378 м/с.

Далее находим в реперной точке абсолютную дифракционную погрешность $\Delta C_п(C_м) = C_и(T_м, P_0) - C_м$, а затем и относительную погрешность $D = \Delta C_п(C_м)/C_м$, по которой согласно (3) с заданным приближением вычисляем D_1 или D_2 и проводим измерения $C_в$, вводя поправку на дифракцию по формуле (3). Результирующая погрешность измерений C будет $\Delta C(C) = C_в - C$. В реперной точке имеем $C_{ад} = C_м$ и $\Delta C(C) = 0$ (с неопределенностью знания $C_м$). По мере уточнения значения $C_м$, и соответственно D, возможна согласно (3) простая последующая коррекция полученных ранее результатов абсолютных измерений скорости звука.

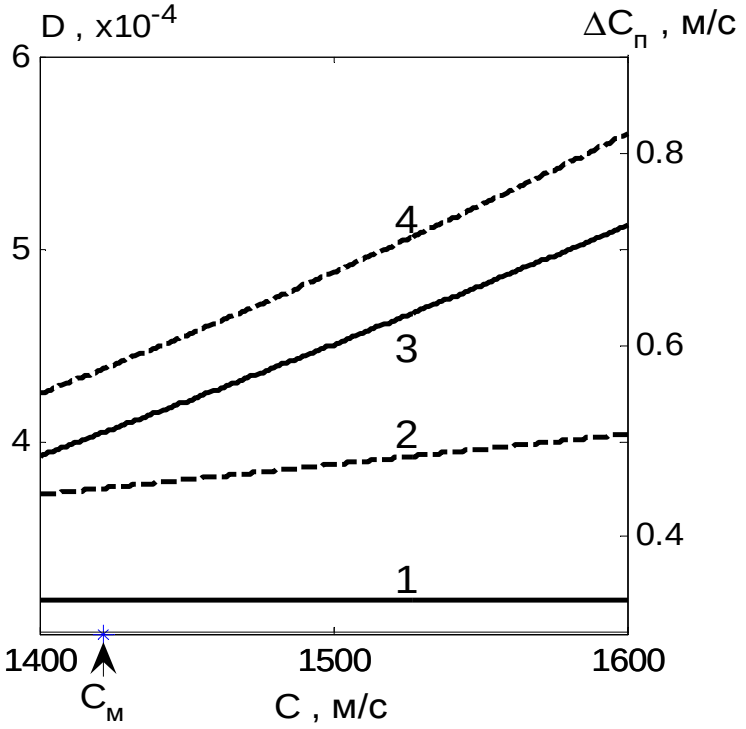


Рис.2. Зависимости от скорости звука C относительных D (сплошные линии) и абсолютных ΔC_n (штриховые линии) дифракционных погрешностей для разных режимов: 1, 2 – при $\boldsymbol{\lambda}$ **= const ;** *3, 4 – при* $\boldsymbol{f_c}$ **= const**

В виде примера на рис.2 приведены результаты расчета дифракционных погрешностей для приближенной модели дифракции вида (1):

$$\Delta C_{п}(T, P) / C (T, P) = 0.0317 (\lambda/r)^2,$$

где r – эффективный радиус ультразвукового преобразователя.

Графики 1, 2 построены для $(\lambda/r) = 0.1$, а графики 3, 4 построены для $(\lambda/r) = 0.125$, рассчитанные для ОСИ ГИСЗ МГИ 4603 [2]. Как видно на рис.2, при $\lambda = const$ относительная дифракционная погрешность D (график 1), определенная в реперной точке $C_м(T_м , P_0)$, обозначенной стрелкой на оси абсцисс, сохраняется постоянной во всем диапазоне скорости звука. Это можно отнести к положительным свойствам, характерным для квазиидеальных измерителей. В отличие от этого в обычных измерителях, где $f_c = const$, относительная дифракционная погрешность (график 3) зависит от C квадратично, а абсолютная дифракционная погрешность (график 4) – кубично [2]. Как видно на графике 4 , при $f_c = const$ дифракционная погрешность $\Delta C_п$ изменяется приблизительно на 0.25 м/с во всем диапазоне C. Эту расчетную оценку экспериментально подтверждает график 1 на рис.1.

Режим $\lambda = const$ реализуется различными способами, например, методом автогенерации или программно-алгоритмически, посредством изменения частоты возбуждения широкополосного ультразвукового излучателя по выражению $f_c = C_и /\lambda$, где $C_и$ – прямо или косвенно измеряемая скорость звука. Достоинство режима $\lambda = const$ состоит в независимости экспериментальных оценок относительной дифракционной погрешности от математических моделей дифракции. Это обстоятельство можно использовать для верификации моделей дифракции.

Сочетание режима $\lambda = const$ с дифференциальным методом измерения C является эффективным способом уменьшения и учета наиболее трудно устранимой систематической составляющей дифракционной погрешности. Применение конфокальных или полуконфокальных осесимметричных открытых акустических резонаторов также весьма существенно снижает дифракционную погрешность. Таким образом, используя предложенные выше принципы и методы, становится возможным на порядок и более повысить точность воспроизведения исходного размера единицы скорости звука в жидкостях в широком диапазоне температур и при большом гидростатическом давлении. Следовательно, создается принципиальная основа для существенного повышения инструментальной точности гидроакустических средств измерения скорости звука в морской среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабий В.И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 200 с.
2. Бабий В.И. Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане. (Серия: Современные проблемы океанологии. Выпуск № 7). Морской гидрофизический институт НАН Украины. Севастополь: НПЦ «ЭКОСИ Гидрофизика», 2009. –142 с.
3. Комляков В.А. Корабельные средства измерения скорости звука и моделирования акустических полей в океане. – СПб.: Наука, 2003. – 357 с.
4. Микушин И.И., Серавин Г.Н. Методы и средства измерения скорости звука в море. – СПб.: Судостроение, 2012. – 224 с.

назад к содержанию

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА АКУСТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ И БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ С ПОМОЩЬЮ ОБРАЩЕННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

Смагин Н.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П.

Международная Ассоциированная Лаборатория критических и сверхкритических явлений в функциональной электронике, акустике и флюидике;

Научный центр волновых исследований
Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН (филиал), г. Москва

E-mail: krut@orc.ru; nikolay.smagin@gmail.com

Проведено сравнительное экспериментальное исследование двух методов измерения коэффициента акустического поглощения: стандартного метода, основанного на регистрации амплитуды прошедшей через образец волны, и его модификации с применением фазосопряженных (обращенных) ультразвуковых волн. В качестве конкретного примера реализации стандартного метода использована техника сравнения с эталоном. Показано, что искажение волнового фронта зондирующего пучка, вызванное наличием в тестовых объектах структурных неоднородностей либо рассеивателей, приводит к появлению существенной погрешности измерения стандратным методом. В то же время, применение обращенных волн позволяет практически полностью скомпенсировать данную погрешность в случае чисто фазовых неоднородностей тестовых объектов или присутствия невысоких концентраций рассеивателей с размерами порядка длины волны. В других случаях, в том числе и при измерениях поглощения в неоднородных биотканях, метод с использованием обращения волнового фронта позволяет получить более достоверную оценку диссипативных потерь.

Введение. Измерения коэффициента акустического поглощения играют важную роль в медицинских и технических приложениях ультразвука. Данная физическая величина несет существенную информацию об исследуемом объекте, ее необходимо учитывать при построении акустических изображений, оценке воздействия ультразвука в биомедицине и диагностике некоторых заболеваний [1].

Нередко объекты исследования обладают неправильной геометрической формой и акустически неоднородной структурой. При использовании фазочувствительных датчиков, например пьезопреобразователей, подобные особенности могут приводить к так называемому эффекту фазовой компенсации заряда на поверхности датчика и существенной переоценке величины поглощения, которая может достигать сотен процентов [2]. Фазонечувствительные датчики, такие как радиометры, позволяют получать более достоверные данные [3]. Однако из-за сложности их практического применения большинство современных справочных данных по поглощению ультразвука в биологических тканях получено при помощи именно фазочувствительных пьезопреобразователей. Несмотря на невосприимчивость фазовым искажениям, фазонечувствительные датчики (как и пьезопреобразователи) чувствительны к рассеянию зондирующих пучков на различных включениях [1], что также приводит к завышению данных о коэффициенте поглощения звука.

Одним из основных свойств пучков, полученных с помощью преобразования обращения волнового фронта (ОВФ), является компенсация фазовых искажений, накопленных при распространении в среде падающей волны. В настоящее время хорошо развитая техника параметрического ОВФ ультразвука с использованием магнитострикционных ферритов [4] позволила реализовать методику измерения коэффициента поглощения [5–7]. Настоящая работа посвящена сравнительному анализу характеристик стандартно применяемого метода измерения коэффициента акустического затухания (т.н. «метод введения образца» [8]) и метода измерения с использованием ОВФ.

Метод измерения и экспериментальная установка. Измерения коэффициента акустического поглощения были реализованы по принципу импульсного метода введения образца, применяемого в схеме с отражением [8]. В качестве эталонной жидкости использовалась дистиллированная вода при 21°C. Образец вносился в воду между плоским ультразвуковым преобразователем диаметром 25 мм, и зеркально отражающей звук квадратной металлической пластиной, установленной нормально к акустическому пучку (рис. 1). Расстояние от образца до пластины составляло 10 мм. На преобразователь подавались возбуждающие импульсы с несущей частотой 5 МГц, длительностью 5 мкс, и амплитудой 4 В (данная амплитуда обеспечивала линейный режим распространения звуковых пучков). Частота 5 МГц была выбрана в данном случае, исходя из удобства проведения эксперимента и имеющейся аппаратуры. Отметим, что в достаточно широком диапазоне частот метод с ОВФ не имеет принципиальных ограничений на выбор рабочей частоты измерений.

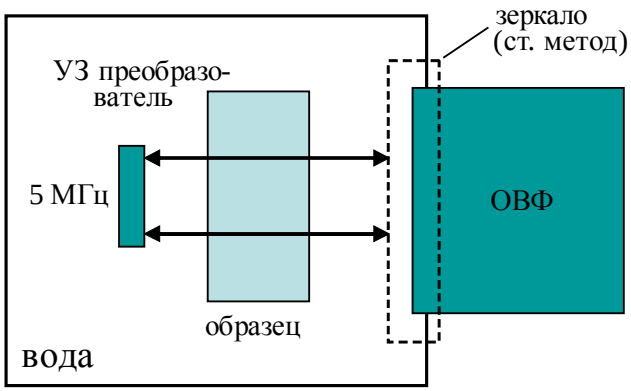


Рис. 1. Схема измерений.

При измерениях с помощью обращенных волн звукоотражающая пластина замещалась параметрической системой ОВФ. Принцип ее работы описан, например, в [10]. Входная апертура системы имела диаметр 36 мм. Значение затухания рассчитывалось по соотношению амплитуд принятых волн с образцом и без него. Оценка погрешности измерений затухания для обоих методов составила ±10%.

Тестовые образцы. Для проведения сравнительных измерений использовались как модельные объекты на основе желатина, так и образцы биологических тканей свиньи *post mortem*. Образцы закреплялись в пластиковых цилиндрических держателях (диаметром 46 мм и высотой 25 мм) так, что плоские поверхности дисков были перпендикулярны звуковому пучку. Было показано, что для однородных образцов из желатина оба сравниваемых метода дают одинаковые результаты во всем диапазоне измерений [5]. Далее было рассмотрено несколько серий объектов с различными типами неоднородностей. В первой серии рассматривались фазоискажающие объекты, приводящие, к эффекту фазовой компенсации ультразвукового поля на приемнике [5]. Ко второму типу неоднородных образцов относились взвеси различных объектов в желатине [6]. Такие образцы вносят как потери на рассеяние, так и дополнительные диссипативные потери на вязкое трение и теплообмен. В третьей серии экспериментов были рассмотрены образы биологических тканей, которые могут одновременно вносить, фазовые искажения, рассеяние, а также диссипативные потери [7].

Влияние фазовых неоднородностей. Целью данных экспериметов являлась оценка влияния размеров поверхностных неоднородностей на получаемые результаты измерений. Использовались три образца с 20% весовой концентрацией желатина, имевшие концентрически распределённые выемки диаметром 3 мм и глубиной 1, 2 и

4 мм. В качестве нулевого образца использовался диск с плокопараллельными стенками.

Принимая во внимание, что импедансы воды и геля при данной концентрации желатина различаются не более чем на 7.5 %, использовавшиеся образцы вносили преимущественно фазовые искажения в зондирующий звуковой пучок. На частоте 5 МГц такие углубления приводили к фазовому сдвигу в 49, 98 и 196° соответственно. Таким образом, максимальный фазовый сдвиг был близок к 180°, что соответствует наибольшей степени искажающего воздействия поверхностных неровностей.

Кривая 1 на рис. 2 отображает результаты измерений стандартным методом: при максимальной глубине выемок величина поглощения более чем на 200 % превосходит свое первоначальное значение. Метод с использованием ОВФ (кривая 2) демонстрирует слабую чувствительность к фазовым искажениям: даже при значениях вносимого фазового сдвига, близких к π, измеряемое затухание α увеличивается незначительно и остается в пределах измерительной ошибки относительно исходного значения для плоскопараллельного образца. Таким образом, результаты проведенных экспериментов показывают, что неоднородности поверхности, приводящие преимущественно к фазовым искажениям волны не оказывают существенного влияния на данные, получаемые при использовании ОВФ.

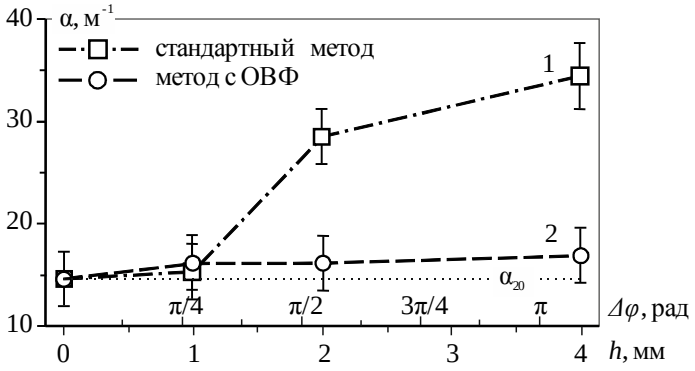


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания α от глубины неровностей h.
1 – измерения стандартным методом, 2 – измерения с помощью обращенных волн.

Влияние рассеяния. На следующем этапе были рассмотрены взвеси твёрдых частиц в гелеобразной среде (при 18% весовой концентрации желатина) при различных режимах рассеяния зондирующего пучка и различных объёмных концентрациях дисперсной фазы [6].

Первая серия образцов содержала случайно распределённые по объему алюмосиликатные микросферы со средним радиусом r_m = 20 мкм. Так как длина волны зондирующих ультразвуковых пучков частотой 5 МГц в желатине составляет примерно 300 мкм, что много больше радиуса частиц, параметр рассеяния kr_m (k – волновое число) равен 0.42, что соответствует так называемому длинноволновому режиму взаимодействия звука с частицами [9]. Согласно [9] для этого режима преобладающими механизмами дополнительного затухания являются дипольное рассеяние и вязкостные потери.

Проведенные сравнительные эксперименты показали, что результаты измерений двумя методами практически совпадают во всем диапазоне концентраций (рис. 3а). Это свидетельствует о том, что компенсация рассеяния (с помощью ОВФ) не приносит видимого результата, и, следовательно, эффекты рассеяния в данных условиях проявляются значительно слабее, чем диссипативные потери.

Вторая серия экспериментов проводилась с образцами, содержащими случайно распределённые стеклянные микрошарики со средним значением радиуса r_m = 300 мкм

и стандартным отклонением $\Delta r \approx 30$ мкм. Таким образом, длина волны зондирующих пучков была сопоставима с размерами включений (параметр рассеяния $kr_m = 6.28$), что соответствовало т. н. средневолновому режиму взаимодействия звука с частицами, в котором при существенном отличии плотностей двух фаз упругое рассеяние становится наиболее интенсивным [9].

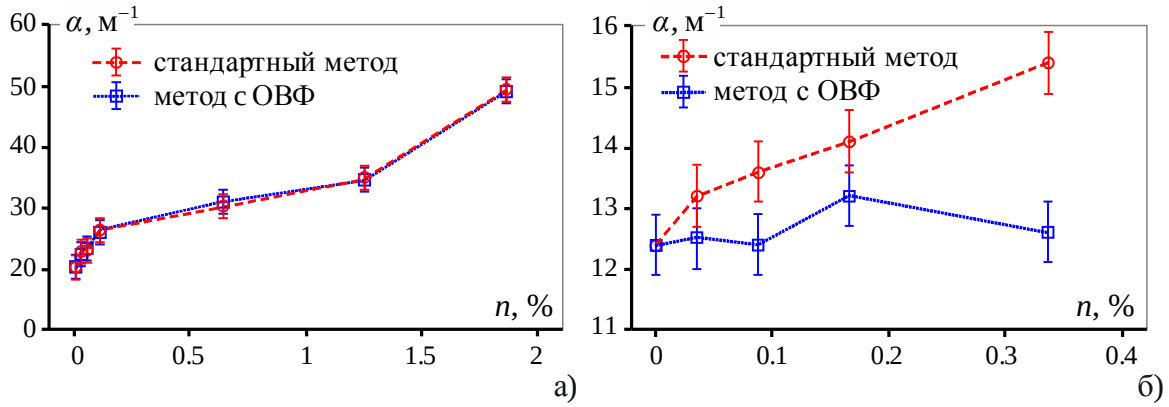


Рис. 3. Зависимость коэффициента затухания α от объемной концентрации взвеси n. а – длинноволновой режим (k = 0.42), б – средневолновой режим (k = 6.28).

На Рис. 3б приведены результаты измерения: с ростом концентрации рассеивателей в стандартном методе измеренное затухание растет, а в методе с ОВФ практически не меняется в пределах такой же погрешности измерений. Поскольку стандартная методика без ОВФ не разделяет необратимые потери на поглощение и ослабление амплитуды сигнала из-за влияния рассеяния, это означает, что рост затухания в первом методе обусловлен только «компенсируемыми» потерями. Основной вклад в наблюдающийся рост потерь вносится рассеянием, а поглощение практически не растет. Тем самым, точность измерения коэффициента поглощения в методе с ОВФ оказывается выше.

Таким образом, в средневолновом режиме рассеяния и при малых концентрациях включений применение эффекта ОВФ позволяет компенсировать значительную часть рассеяния. Из сравнения кривых на Рис. 3б видно, что определяемое стандартным методом увеличение затухания с ростом концентрации взвеси n фактически обусловлено только упругим рассеянием, а не диссипативными потерями. При $n < 0.5\%$ результаты измерений с помощью ОВФ слабо зависят от количества рассеивателей и почти не выходят за пределы погрешности.

Измерения в биологических тканях. На данном этапе использовались три серии образцов из биологических тканей свиньи *in vitro*: мышечной, почечной и жировой [7], не содержащих крови и других биологических жидкостей.

Образцы первой серии были выбраны из мышц поясничного отдела свиньи. Неоднородность образцов проявлялась как в наличии мышечных волокон, так и в присутствии прослоек других типов тканей – жировой и соединительной (рис. 4а). Вторая серия образцов была приготовлена из почечной ткани свиньи (рис. 4б). Образцы различались по степени соотношения в них коркового и мозгового вещества, что обусловливало различную неоднородность скорости звука.Третья серия состояла из трех образцов наружного слоя жировой ткани свиньи из надпочечной части. По внешнему виду образцы серии 3 не имели заметных различий (рис. 4в).

Результаты измерений представлены на Рис. 5(а–в) в виде диаграмм по номеру образца. Для мышечной ткани (Рис. 5а) наблюдается в целом сходный характер данных стандартного метода и метода с ОВФ. Полученные стандартным методом значения лежат в диапазоне 40 – 90 м$^{-1}$. Основным отличием данных, полученных методом с

ОВФ, являются более низкие значения, а также несколько меньший разброс величин. Так отношение минимум/максимум составило около 40% для стандартного метода и около 50% для метода с ОВФ. Сходство результатов двух методов свидетельствует о том что существенная часть затухания в этих образцах не компенсируется, т. е. имеют место значительные неупругие потери на поглощение.

Рис. 4. Фотографии типичных образцов трех серий. а – серия 1 (мышечная ткань), б – серия 2 (почка), в – серия 3 (жировая ткань).

Во второй серии (почечная ткань, Рис. 5б) стандартный метод дает сильный разброс диапазона полученных значений (отношение минимум/максимум ~20%), в то время как измерения с ОВФ различаются только в 2.5 раза (минимум/максимум ~40%). Среднее значение затухания в стандартном методе для этой серии составило 42 $м^{-1}$, что также коррелирует с литературными источниками [10]. Как и в случае первой серии, измерения с ОВФ лежат ниже значений стандартного метода. При этом вторая серия в целом показывает более низкие величины затухания, чем первая. Логично предположить, что образцы второй серии имеют меньшее поглощение, а разброс измерений стандартного метода, который существенно выравнивается при измерениях с ОВФ, вызван преимущественно фазовыми искажениями волны в образцах.

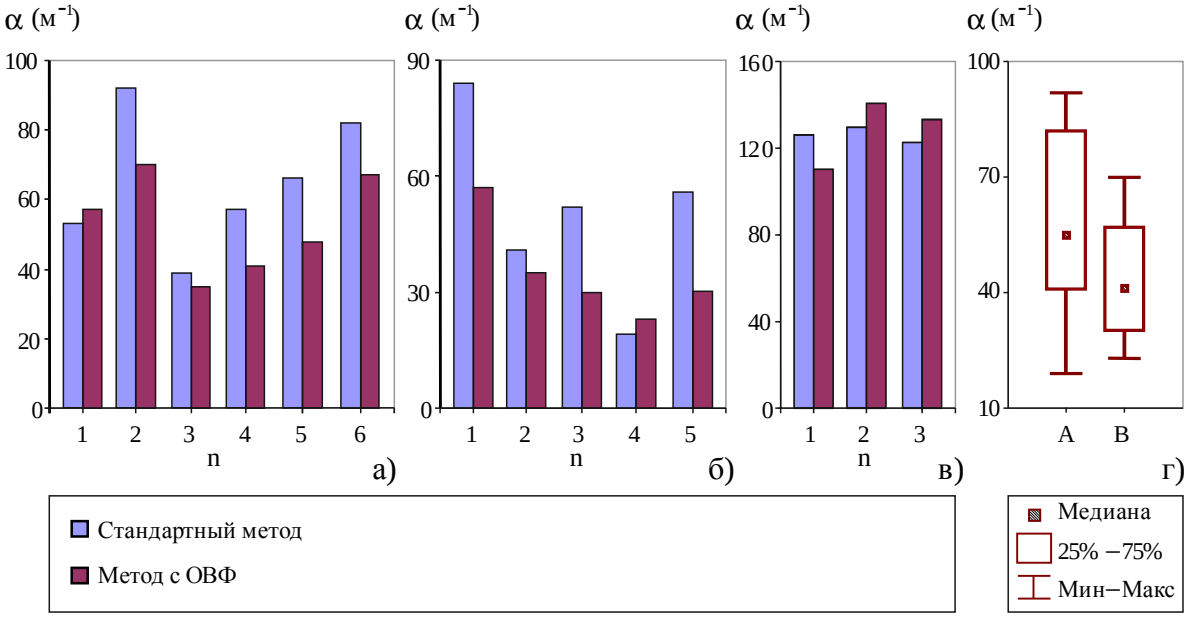


Рис. 3. Результаты измерений коэффициента акустического затухания α в образцах мышечной (а), почечной (б) и жировой (в) ткани, n – номер образца; (г) – диаграмма размаха для выборок A и B, объединяющих серии измерений 1 и 2.

В случае жировой ткани (серия 3, Рис. 5в) полученные значения затухания значительно выше, чем в двух предыдущих сериях. Они лежат в диапазоне от 114 $м^{-1}$ до 144 $м^{-1}$, что также коррелирует с [10]. Сами образцы априорно были более

однородными по структуре, чем в сериях 1 и 2, что экспериментально также подтвердилось малым разбросом данных от образца к образцу (минимальное значение составляет 80% от максимума). В пределах точности измерений результаты обоих методов для серии 3 довольно близки. Можно заключить, что в этой ситуации метод с ОВФ не дает заметных преимуществ в достоверности измерений.

Сравнительная оценка двух методов (стандартного и с ОВФ) проводилась на основе распространенного подхода по проверке гипотезы о принадлежности двух выборок к единой генеральной совокупности [11]. При подтверждении гипотезы отличия методов следует считать несущественными. Заключение о сходстве или различии выборок дается для некоторого стандартного значения уровня значимости (вероятности ошибки) p. Обычно p принимается равным 5% или 1%.

Результаты экспериментов были объединены следующим образом. В выборку A были включены стандартные измерения серий образцов 1 и 2, в выборку B – измерения с ОВФ тех же двух серий (по 11 измерений в выборке). В выборки C и D были включены все три серии, выполненные стандартным методом и с ОВФ соответственно (по 14 измерений). Сравнение зависимых выборок осуществлялось как по методу параметрического t-критерия Стьюдента для малых выборок из нормально распределенной совокупности, так и по непараметрическому критерию Уилкоксона для неизвестного распределения. Расчет выполнялся с помощью пакета программ Statistica 6. Для обеих групп (A, B и C, D) различие выборок, т.е. двух методов измерения оказалось статистически значимым. В первом случае – с уровнем значимости $p < 0.01$ по обоим критериям, во втором с уровнем значимости – $p < 0.01$ и $p < 0.05$ соответственно для t-критерия и для критерия Уилкоксона. Иными словами, проведенный анализ полученных данных измерений достоверно показывает, что два метода различаются.

Для иллюстрации отличий на Рис. 5г построены диаграммы размаха для выборок A и B, содержащих серии 1 и 2 с перекрывающимся диапазоном значений. На диаграммах отображены интервалы минимум-максимум, «квартили» – интервалы, в которые попадают данные без учета 25% самых больших и 25% самых малых значений, и медианы – значения, находящиеся в середине упорядоченной по нарастанию выборки. Как видно метод с ОВФ имеет меньшее среднее значение и меньший разброс.

Из одних только обсуждаемых экспериментальных данных нельзя сделать вывод о большей точности одного из методов. Однако возможно сделать заключение о том, что метод с ОВФ демонстрирует повышенную устойчивость к возмущениям, а также меньшую чувствительность к изменяющимся данным.

Заключение. На основе приведенных данных о

а) идентичной чувствительности обсуждаемых методов в случае однородных объектов;
б) компенсации фазовых искажений при помощи ОВФ;
в) практически полной компенсации вклада рассеяния для неконцентрированных взвесей в длинноволновом режиме, а также
г) более низкого среднего значения по выборкам биологических тканей в методе с ОВФ,

можно утверждать, что обсуждаемый метод дает более достоверные данные при измерении неоднородных биотканей и других неоднородных образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бэмбер Дж., Дикинсон Р., Эккерсли Р. и др. / Ультразвук в медицине. Физические основы применения. под. ред. Дж. Бэмбера. М.: Физматлит, 2008. — 542 с. “Physical Principles of Medical Ultrasonics”, ed. C.R. Hill, J.C. Bamber, G.R. ter Haar. Second Edition, UK. John Wiley&Sons, Ltd.
2. Marcus P. W., Carstensen E. L. Problems with absorption measurements of inhomogeneous solids // J. Acoust. Soc. Am. — 1975. — V. 58. — P. 1334–1335.
3. Pohlhammer J. D., Edwadrs C. A.and O'Brien Jr. W. D. Phase insensitive ultrasonic attenuation coefficient determination of fresh bovine liver over an extended frequency range // Med. Phys. — 1981. — V. 8. P. — 692–694
4. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л. Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков // УФН. — 1998. — Т. 168. — № 8. — С. 877-890.
5. Смагин Н.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П., Бункин Ф.В. Измерение коэффициента акустического поглощения с помощью обращенных ультразвуковых волн // Акуст. журн. — 2011. — Т. 57. — № 4. — С. 470–478.
6. Смагин Н.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П. Измерение коэффициента акустического поглощения во взвесях с помощью обращенных ультразвуковых волн // Акуст. журн. — 2013. — Т. 59. — № 2. — С. 182–185.
7. Смагин Н.В., Крутянский Л.М., Зеленова З.В., Брысев А.П. Измерение коэффициента акустического поглощения в образцах биологических тканей с помощью обращенных ультразвуковых волн // Акуст. журн. — 2014. — Т. 60. — № 2. — С. 199-203.
8. Dunn F., Edmonds P.D. and Fry W.J. Absorption and dispersion of ultrasound in biological media: Biological engineering (ed. H. P. Schwan) New York, McGraw-Hill, 1969. — P. 205–332.
9. Challis R. E., Povey M. J., Mather M. L., Holmes A. K. Ultrasound techniques for characterizing colloidal dispersions // Rep. Prog. Phys. — 2005. — V. 68. — P. 1541–1637.
10. Goss S.A., Johnston R.L., Dunn F. Complillation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues. II //J. Acoust. Soc. Am. — V. 68. — P. 93–108.
11. Гмурман В.Е. Руководство к решению задач по теории вероятностей и математической статистике: Учеб. пособие для студентов вузов. Изд. 5-е стер. – М.:, Высш. шк., 2001. — с. 400.

назад к содержанию

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОЦЕССОВ “ТВЕРДОФАЗНОГО ГОРЕНИЯ” СМЕСЕЙ ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Климчук Е.Г.[1)], Парахонский А.Л.[2)]

[1)]Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН (ИСМАН), Черноголовка
[2)]Институт физики твердого тела РАН (ИФТТ РАН), Черноголовка

E-mail: eklim777@mail.ru

К “твердофазному горению” относятся процессы экзотермического взаимодействия твердых тел (кристаллов, порошков, пленок и др.), протекающие без существенного образования газо- и жидкофазных конечных продуктов. Повышенное внимание к ним обусловлено как фундаментальным интересом к неравновесным процессам, так и преимуществами технологий на их основе, такими как - интенсивность, энерго- и ресурсосбережение, а в случае органических систем – отсутствие растворителей.

Одним из таких процессов является самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) [1]. Его сущность заключается в организации стационарной волны химической экзотермической реакции в перемешанной стехиометрической смеси дисперсных реагентов посредством локального инициирования импульсом тепла. Органический самораспространяющийся высокотемпературный синтез (ОСВС) – это аналог метода СВС (Рис. 1,а), применяемый в целях получения практически значимых органических веществ и материалов [2,3]. Так, например, с его помощью можно получать соли пиперазина, в частности – малонат, проявляющие противопаразитарную активность [4]. Поэтому, изучение, регулирование и контроль динамики ОСВС, а также структуры получаемых продуктов является важной научной и производственной задачей.

Для этих целей применяют разнообразные методики (например, регистрация термо-, видео- и электроннограмм), которые либо принципиально не годятся для регистрации нижеперечисленных процессов движения реакционной среды, либо становятся чрезвычайно трудоемкими. Это образование и исчезновение трещин, пор, пузырьков и пены (Рис. 1, б-ж), а также эмиссия газа через сквозные поры [2, 5-6].

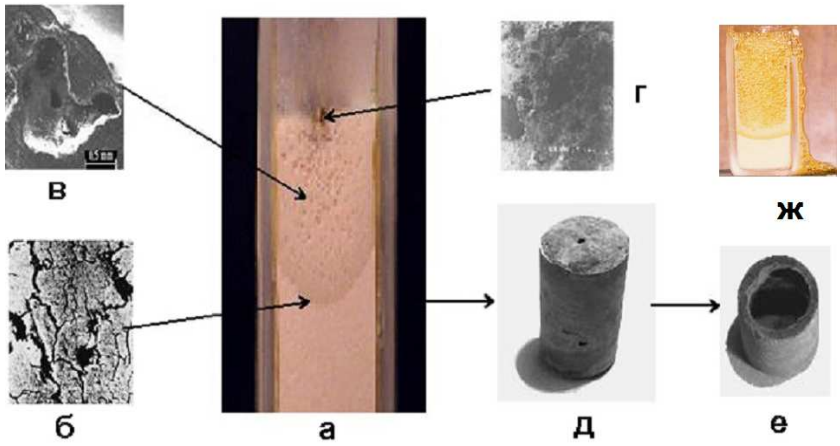


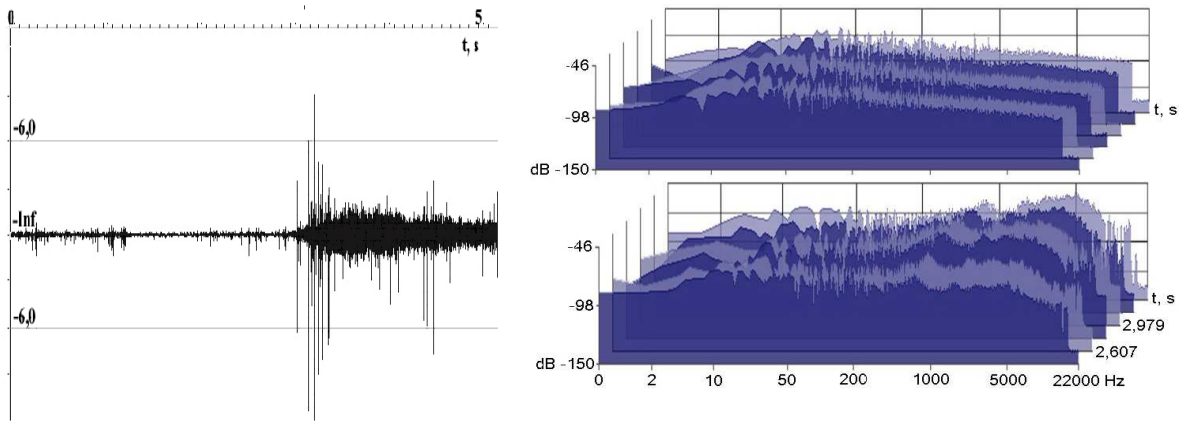
Рис. 1 Процессы движения реакционной среды при ОСВС: а – процесс ОСВС (образец 2х5 см); б – трещинообразование (х600); в – пузырькообразование; г – порообразование (х100); д – образование полого продукта [5]; е – полый продукт в разрезе; ж – образование пены.

Изучение этих процессов актуально, например, при получении с помощью ОСВС твердофазных лекарственных форм, для которых существенна связь “структура-свойства” [7], при получении полых изделий (Рис. 1, е), а также предотвращения образования дефектов органических СВС-материалов.

Как известно, движение среды, происходящее, например, при ОСВС как непосредственно в волне реакции, так и в исходной смеси и формирующемся продукте может сопровождаться излучением (эмиссией) акустических волн. Акустические сигналы несут информацию о названных процессах, а, следовательно, о структуре, составе и свойствах начальных, промежуточных и конечных продуктов. Ранее, излучение акустических волн наблюдалось при горении газов [8], аэровзвесей [9], твердофазных систем СВС [10] и впервые – ОСВС [11].

Для регистрации акустических сигналов была создана экспериментальная установка, включающая рутинную реакционную ячейку для проведения ОСВС – цилиндрический стеклянный стакан (d22x60 мм) и систему теплового инициирования при 150 ^{o}C [6]; многослойную изолирующую камеру (35x35x35 см), собранную из материалов, поглощающих звук на разных частотах; концентратор звуковых волн, выполненный в форме параболоида (d10x20 см) из бумажно-клеевого композита повышающий чувствительность измерений в ~ 2-3 раза; акустические детекторы; регистратор сигналов и компьютерный спектроанализатор. Спектральный и спектрально-корреляционный анализы сигналов, построение фазовых траекторий проводили с помощью специализированных компьютерных программ, в том числе - в среде Matlab. Для увеличения отношения “сигнал\шум” были разработаны и исследованы специальные “шумящие” химические системы ОСВС из класса реакций оксигалогенирования [6] и галогенирования [1].

Было обнаружено, что процесс ОСВС сопровождался акустической эмиссией в слышимом диапазоне 0,02–20 кГц (Рис. 2). На участке фонограммы, соответствующему устойчивому процессу ОСВС, видна смена режима горения, сопровождающаяся резким возрастанием амплитуды сигнала вследствие, вероятно, увеличения газовой эмиссии. Единичные всплески большой амплитуды соответствуют, вероятно, образованию сквозных пор (Рис. 2, а).



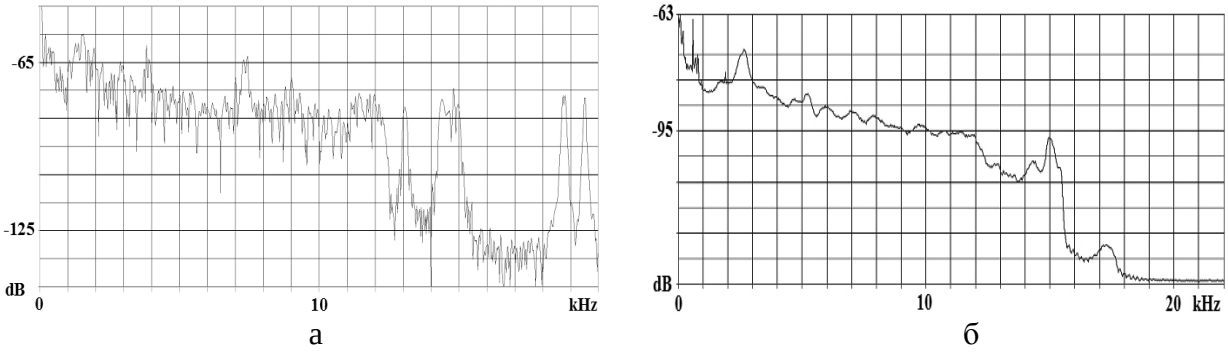
а б

Рис. 2 Акустические характеристики процесса ОСВС а - фонограмма установившегося процесса ОСВС (координаты: время - интенсивность); б - 3D–спектрограмма, вверху – фон, внизу - процесс ОСВС (координаты: частота (Hz) – интенсивность (dB) – время (t, шаг ~ 0,5 сек)).

Было установлено, что в спектрах фонограмм обнаруживаются характеристические частоты (Рис. 2, б). Это обусловливало возможность исследования процессов, связанных с движением реакционной среды и отражающих механизм горения и структуру полученных продуктов.

Поэтому важной задачей исследований являлось отнесение наблюдаемых полос излучения в спектрах к конкретным процессам. Примерная идентификация сигналов осуществлялась на основании известных данных об общих особенностях механизма ОСВС: 1. быстрое реагирование на ~5 % при смешивании реагентов; 2. медленную квази-изотермическую реакцию до момента инициирования волны; 3. быструю реакцию во фронте волны, сопровождающуюся незначительным газовыделением; 4. остывание и формирование конечной микро- и макроструктуры продукта [6]. На основании соображений общефизического характера выделялись интервалы сигналов акустической эмиссии – образование и исчезновение трещин (6-20 кГц), пузырьков и пор в реагирующей среде (0,02-0,1 кГц), прохождение примесных газов через поры (0,1-6 кГц) и другие процессы, обнаруженные в параллельных исследованиях другими методами (Рис. 1).

Более точное отнесение сигналов проводилось при визуализации горения и их сравнении с частотами известных процессов. Для этого были зарегистрированы спектры акустической эмиссии при хрупком разрушении кристаллов исходных реагентов, а также – образования и коалесценции пузырьков в пене (Рис. 3). Видно, что некоторые частоты полос этих эталонных процессов наблюдаются в спектрах ОСВС. Причем, как и ожидалось, интенсивные полосы в спектрах хрупкого разрушения (Рис. 3, а) наблюдаются в высокочастотной области (18-20 кгц), в то время как в спектрах коалесценции (Рис. 3, б) – в средне- и низкочастотной (2-5 кгц). Точное отнесение полос требует постановки тонких модельных экспериментов.



а б

Рис. 3 Акустические спектры эталонных процессов а. – спектр хрупкого разрушения исходного реагента; б. – спектр коалесценции пузырьков по (Рис. 1, ж).

Вследствие сильной неравновесности процессов ОСВС стало возможным рассмотреть сопутствующую им акустическую эмиссию с точки зрения нелинейных динамических систем и теории детерминированного хаоса [12]. Как известно, применение такого подхода позволяет выявить степень связи между элементами системы и прогнозировать её динамику и свойства на основе неполных данных эксперимента.

Информативную ценность наблюдаемых акустических сигналов удалось повысить благодаря применению методов математической статистики, включающих вычисление автокорреляционных функций (АКФ) (Рис. 4,а), их быстрого Фурье-преобразования (БПФ) в спектр (Рис. 4,б) и расчет аттракторов различных стадий ОСВС в фазовом пространстве состояний системы (Рис. 4,в).

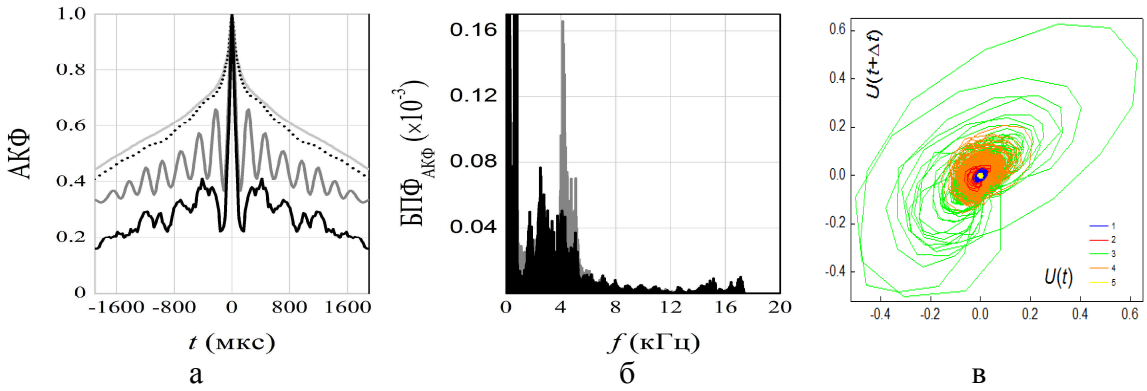


Рис. 4 Акустические характеристики процесса ОСВС согласно автокорреляционному анализу: а. - эволюция АКФ в процессе ОСВС (сверху-вниз): фон, сигнал шихты, начало горения, середина горения; б. - Фурье-спектрограмма АКФ начала (светлая кривая) и середины горения (темная кривая) – смена режима горения; в. - динамика фазовых траекторий согласно стадиям процесса ОСВС (пронумерованы и выделены цветом)

При этом в сигналах процесса ОСВС лучше разрешилась полоса эмиссии в области частот 4-4.5 kHz, первоначально наблюдающаяся в спектрах шихты и соответствующая реакции кристаллов в точке их контакта, характеризующейся периодической функцией с периодом P = 230 мкс, *f* = 4.38 кГц (Рис. 4,а). Можно также наблюдать изменение акустического спектра вследствие смены режима горения, проявляющееся в появлении высокочастотных полос при 6 - 17 кГц (Рис. 4,б).

С помощью описанного в [13] метода, для вышеназванных стадий ОСВС в фазовом пространстве были рассчитаны аттракторы (Рис. 4,в). Их изучение дополняет акустические исследования полезными формальными характеристиками, позволяющими более полно описать процесс горения.

Так, фазовый портрет фона камеры имеет ожидаемый бесструктурный набор траекторий (Рис. 4,в,1). Мало отличается от него режим, отвечающий сигналу шихты (Рис. 4,в,2). Эта начальная “твердофазная” стадия ОСВС характеризуется фазовой траекторией, близкой к предельному циклу, что соответствует периодической АКФ (Рис. 4, а). По мере формирования волны ОСВС область фазовых траекторий многократно увеличивается (Рис. 4,в,3-4), что предположительно связано с растрескиванием кристаллов и увеличением мощности эмиссии, а также - фазовыми превращениями реагентов и продуктов. Изменение формы эволюционирующего аттрактора и ее спиральный характер отражает периодические структурно-динамические процессы в координационной сфере частиц смеси, а искажение и усложнение его структуры - появление пор, пузырьков и др. (Рис. 1).. Формирование и остывание конечного продукта реакции характеризуется возвратом к бесструктурному набору траекторий (Рис. 4,в,5).

Таким образом, полученные результаты позволяют предложить акустику как эффективный инструмент физико-химического исследования процесса ОСВС. С ее помощью обнаружены очаговые зародыши реакции в исходной смеси, термическое растрескивание органических кристаллов, изучена динамика образования пузырьков и пористой структуры продукта во фронте реакции и во время его остывания, установлен момент смены режима химической реакции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мержанов А.Г. Научные основы, достижения и перспективы развития процессов твердопламенного горения. "Известия АН. Сер. химич." 1997, No 1, с.9-31
2. 2 Klimchuk E.G. "Autowave exothermic organic synthesis in the mixes of organic solids", Macromolecular symposia, 2000, v.160, p.107
3. 3 Климчук Е.Г. “Органический СВС” в монографии: Мержанов А.Г. “Концепция развития СВС как области научно-технического прогресса”, изд. ”Территория”, Черноголовка, 2003, с.15, ISBN 5-900829-21-9
4. Бейшекеев Ж. Химия и применение пиперазина. Фрунзе, Илим. 1982
5. Е.Г. Климчук "Роль конденсирующегося газа в формировании твердых продуктов органического СВС". Материалы 4-го Международного симпозиума "Горение и плазмохимия", Алматы, Республика Казахстан, 12-14 сентября 2007 года, стр.191-192
6. Климчук Е.Г., Аветисян Г.М., Минасян В.Т., Ходак А.А., Газарян К.Г., Мукасян А.С., Мержанов А.Г. Закономерности СВС в твердофазной системе 8-оксихинолин\хлорамин Б. Известия АН. Сер. химич., 1999, No 12, с.2271-84 (Rus)\ Russ.Chem.Bull. 1999, v.48, No 12, p.2245-2258 (Engl)
7. S. R. Byrn, R. R. Pfeiffer, and J. G. Stowell. Solid-State Chemistry of Drugs, 2nd edition. West Lafayette, Indiana: SSCI, Inc., 1999
8. Higgins B. On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube. J.Natural Philosofy, Chemistry and the Arts. 1802. v.1, p.129
9. Песочин В.Р. Возбуждение акустических колебаний при горении угольных частиц. Известия РАН. Энергетика. 2002, №1, с. 146-151
10. Ю.М. Максимов, А.И. Кирдяшкин, Р.М. Габбасов, В.Г. Саламатов. Эмиссионные явления в волне горения СВС. ФГВ, 2009, т. 46, №4. с. 121
11. Klimchuk E.G. “Acoustic effects in a wave of organic SHS, their diagnostics and interpretation”, XII International Symposium on Self-Propagating High Temperature Synthesis (SHS-2013), South Padre Island, TX, USA, 21-24 October 2013. Book of abstracts, p. 37-38
12. H.G. Schuster and W. Just, Deterministic Chaos: an introduction, Physik Verlag, Weinheim, 248 p, 1984
13. A.L. Parakhonsky, M.V. Lebedev, A.A. Dremin, I.V. Kukushkin, “The strange attractor of giant optical fluctuations of 2D electrons in the quantum Hall Effect regime”, Physica E44, pp. 1653-1656 (2012)

назад к содержанию

ДИСТАНЦИОННАЯ ОЦЕНКА КООРДИНАТ СРАБАТЫВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА В ВОДНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ ИНТЕРВАЛЬНОЙ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ КООРДИНАТ ТОЧЕК ПРИЁМА СИГНАЛА

Крюков Ю.С., Агейкин А.В., Коротаев Ю.В., Черепанов Е.О.

ФГУП «НИИ прикладной акустики», г. Дубна Московской обл.

E-mail: kryukov@niipa.ru

Рассмотрена задача дистанционной оценки координат импульсного источника от подводного взрыва по относительным задержкам сигналов, принятых гидрофонами радиобуёв в пространственно разнесённых точках. Координаты местоположения радиобуёв определяются с помощью средств GPS/ГЛОНАСС навигации с некоторой известной погрешностью. Для уменьшения погрешности оценки координат по относительным задержкам рассмотрена переопределённая система интервальных уравнений для четырёх разнесённых точек приёма. Выведены расчётные соотношения. С помощью математического моделирования определены оптимальные конфигурации размещения точек приёма сигнала, при которых погрешности оценок минимальны. Приведены результаты моделирования и результаты экспериментов в мелководной акватории по дистанционной оценке координат.

Задача оценки координат срабатывания подводных импульсных источников акустических сигналов актуальна для многих прикладных задач, связанных с позиционированием подводных объектов, при проведении поиска установленного под водой оборудования, навигации объектов, а также при натурных испытаниях на морских полигонах образцов подводных взрывных источников. Одним из наиболее известных и часто реализуемых в практических задачах для локализации импульсных источников, является акустический метод триангуляции с использованием относительных задержек акустических сигналов, зарегистрированных датчиками в пространственно разнесённых точках приёма с известными координатами [1- 5].

Для воздушной нестационарной среды авторами был разработан эффективный акустический метод дистанционной оценки координат импульсных источников в движущейся среде с использованием оптического датчика для определения начального момента вспышки источника [6-8]. Однако, для подводного источника его применение затруднено особенностями поглощения волн оптического диапазона при распространении в водной среде.

Если водная среда однородна и стационарна, известна в водной среде скорость звука c_0, известны точно координаты трёх точек приёма сигналов в плоскости Oxy: (x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3), а искомый источник излучает акустический сигнал, то можно определить точно координаты источника по относительным задержкам сигналов, принятых в пространственно разнесённых точках приёма. Однако, из-за того, что координаты самих измерительных буёв, расположенных на поверхности воды могут быть определены с некоторой погрешностью, из-за волнения и морских течений нарушается стационарность, а время прихода сигналов в точку приёма фиксируется также с некоторой погрешностью, связанной с распространением сигнала в неоднородной морской среде волновода, то точность оценок сильно снижается.

В этой связи, в общем случае задача дистанционной оценки координат срабатывания импульсных источников по измерениям задержек принятых сигналов датчиками, установленными на измерительных радиобуях, сводится к решению системы алгебраических уравнений при интервальной неопределённости коэффициентов интервальных уравнений.

Для получения оценок координат с заданной точностью рассмотрим переопределённую систему уравнений для 4 точек приёма. Пусть (x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3,

y_3), (x_4, y_4) – средние значения координат приёмных элементов, оценка которых выполняется с помощью средств GPS/ГЛОНАСС навигации. Пусть t_1, t_2, t_3, t_4 - соответственно времена пробега импульсного сигнала от источника до точки приёма. c_0 = c (T) локальная скорость звука в водной среде, где T – температура водной среды.

Локальная скорость звука c_0, может быть измерена или рассчитана по измерениям температуры воды. В водной среде ударная волна от взрывного источника быстро переходит в акустическую стадию, и в качестве средней скорости распространения сигнала можно использовать среднюю скорость звука на горизонтах расположения источника и в точке приёма:

$$c_0 = \frac{c_{\text{зв инт}} + c_{\text{зв. пр.}}}{2}.$$

Скорость течений в морской среде, как правило, пренебрежимо мала по сравнению по сравнению со скоростью звука в воде, поэтому движением среды в задаче оценки координат можно пренебречь.

Тогда система уравнений распространения импульсного сигнала от источника до каждой из точек приёма для водной среды будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
&(x_1 - x_s)^2 + (y_1 - y_s)^2 + (z_1 - z_s)^2 = c_0^2 * t_1^2, \\
&(x_2 - x_s)^2 + (y_2 - y_s)^2 + (z_1 - z_s)^2 = c * t_2^2, \\
&(x_3 - x_s)^2 + (y_3 - y_s)^2 + (z_1 - z_s)^2 = c_0^2 * t_3^2, \\
&(x_4 - x_s)^2 + (y_4 - y_s)^2 + (z_1 - z_s)^2 = c_0^2 * t_4^2,
\end{aligned} \qquad (1)$$

где z_1 – глубина расположения от поверхности воды датчика, принимающего сигнал, для всех точек приёма одинаковая.

Пусть $\Delta t_{21} = t_2 - t_1$; $\Delta t_{31} = t_3 - t_1$; $\Delta t_{41} = t_4 - t_1$ – относительные задержки сигналов. Необходимо определить неизвестные параметры: x_s, y_s, z_s и t_1 – время распространения сигнала до точки приёма 1. Остальные параметры t_2, t_3 и t_4 можно вычислить: $t_2 = t_1 + \Delta t_{21}$; $t_3 = t_1 + \Delta t_{31}$; $t_4 = t_1 + \Delta t_{41}$.

Вычтем последовательно 1-е уравнение из каждого из уравнений системы и приведём систему уравнений к следующему матричному виду относительно искомых параметров x_s, y_s, t_1:

$$A * X = D, \qquad (2)$$

где

$$A = \begin{bmatrix} a_{21} & b_{21} & c_{21} \\ a_{31} & b_{31} & c_{31} \\ a_{41} & b_{41} & c_{41} \end{bmatrix}, \; X = \begin{bmatrix} x_s \\ y_s \\ t_1 \end{bmatrix}, D = \begin{bmatrix} d_{21} \\ d_{31} \\ d_{41} \end{bmatrix},$$

где

$$a_{21} = x_2 - x_1, \; b_{21} = y_2 - y_1, \; c_{21} = \Delta t_{21} c_0^2,$$

$$a_{31} = x_3 - x_1, \; b_{21} = y_3 - y_1, \; c_{31} = \Delta t_{31} c_0^2,$$

$$a_{41} = x_4 - x_1, \; b_{41} = y_4 - y_1, \; c_{41} = \Delta t_{41} c_0^2,$$

$$d_{21} = \frac{[x_2^2 - x_1^2 + y_2^2 - y_1^2 - c_0^2 \Delta t_{21}^2]}{2},$$

$$d_{31} = \frac{[x_3^2 - x_1^2 + y_3^2 - y_1^2 - c_0^2 \Delta t_{31}^2]}{2},$$

$$d_{41} = \frac{[x_4^2 - x_1^2 + y_4^2 - y_1^2 - c_0^2 \Delta t_{41}^2]}{2}.$$

Система (2) является неоднородной системой линейных уравнений размера 3×3, причём матрица A не является вырожденной. Система (2) имеет единственное решение:

$$\begin{bmatrix} x_s \\ y_s \\ t_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\det A} \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_{21} \\ d_{31} \\ d_{41} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где A_{ij} – алгебраическое дополнение соответствующего элемента матрицы A. Опуская промежуточные выкладки, запишем решение в следующем виде:

$$x_s = \frac{a_{41} - \frac{c_{41} * d_{21}}{c_{21}} - \frac{\left(d_{31} - \frac{c_{31} * d_{21}}{c_{21}}\right)(b_{41} * c_{21} - c_{41} * b_{21})}{b_{31} * c_{21} - c_{31} * b_{21}}}{a_{41} - \frac{c_{41} * a_{21}}{c_{21}} - \frac{\left(a_{31} - \frac{c_{31} * a_{21}}{c_{21}}\right) * (b_{41} * c_{21} - c_{41} * b_{21})}{b_{31} * c_{21} - c_{31} * b_{21}}}, \quad (4)$$

$$y_s = \frac{d_{31} - \frac{c_{31} * d_{21}}{c_{21}} - x_s\left(a_{31} - \frac{c_{31} * a_{21}}{c_{21}}\right)}{b_{31} - \frac{c_{31} * b_{21}}{c_{21}}}, \quad (5)$$

$$t_1 = \frac{d_{21} - x_s * a_{21} - y_s * b_{21}}{c_{21}}. \quad (6)$$

В общем случае, решения системы уравнений (3) при интервальной неопределенности координат точек приёма (x_i , y_i), где i=1, … ,3, представляют собой некую область решений (интервалы решений).

А оптимальное решение в соответствии с теорией решения интервальных уравнений [9, 10] должно быть выбрано как некое среднее значение из области допустимых значений интервальных параметров. В данном случае необходимо выбирать только решения, удовлетворяющие физическому смыслу решаемой задачи:

$$0 < t_1 \le t_1^*, \; x_{s\,min} \le x_s \le x_{s\,max}, \; y_{s\,min} \le y_s \le y_{s\,max}. \quad (7)$$

Область решения может быть получена с помощью статистического моделирования методом Монте-Карло при использовании интервалов допустимых значений координат приёмных элементов, оптимальное решение вычисляется как среднее значение решений при выполнении условий (7).

После того, как найдено оптимальное решение

$$\bar{x}_s = \frac{1}{N} * \sum_{k=1}^{N}(x_{sk}), \; \bar{y}_s = \frac{1}{N} * \sum_{k=1}^{N}(y_{sk}), \; \bar{t}_{1k} = \frac{1}{N} * \sum_{k-1}^{N}(t_{1k}), \; k = 1,\ldots,N, \quad (8)$$

а также вычислена погрешность оценок координат, из 1-го уравнения системы (1) можно оценить глубину расположения взрывного источника.

В связи с тем, что решение системы уравнений (1) представляет собой некоторое множество значений, в зависимости от ошибок определения координат точек приёма сигнала, то представляет интерес вычисление функции ошибок решения на основе имитационного моделирования в зависимости от выбранной конфигурации расположения точек приёма сигала.

Функция ошибок представляет собой действительную функцию от двух переменных (x_s, y_s), представляющих собой координаты исследуемой точки на геодезической поверхности в районе проведения экспериментальных работ в некоторой выбранной локальной системе координат:

$$err(x_s, y_s) = f(x_s, y_s). \quad (9)$$

Функция ошибок представляет собой величину отличия координат источника, рассчитанных с помощью данного метода при задании в расчётной формуле координат приёмных элементов случайным образом в области их допустимых значений для выбранной конфигурации расположения с учётом погрешностей (метод Монте-Карло) от точных значений координат источника для каждой точки расчётной области:

$$err(x_s, y_s) = \sqrt{(x_s' - x_s)^2 + (y_s' - y_s)^2}, \quad (10)$$

где (x_s, y_s) - точные значения координат источника;

(x_s', y_s') - расчётные значения координат источника по формулам (4-6) при случайном задании координат точек приёма из области вероятных значений с учётом погрешностей их определения для выбранной конфигурации расположения (для современных плат GPS погрешность оценки координат составляет величину $|\sigma| \le 3м$).

Значения величин относительных времён распространения сигнала от точки (x_s, y_s) до точек приёма, вычисленные для заданной конфигурации точек приёма (x_j, y_j), где $j=1,\ldots,4$, определялись по формулам:

$$\begin{aligned} t_j &= r_j / c_0; \\ \Delta t_{j1} &= t_j - t_1; \end{aligned} \quad (11)$$

Карта ошибок представляет собой визуальное отображение функции ошибок в окне программы обработки на карте водной акватории в виде матрицы закрашенных точек (пикселей), цвет которых однозначно соответствует определённым значениям функции ошибок. Вверху окна отображается используемая цветовая палитра с подписанными значениями величины функции ошибок. Синяя зона характеризует область расчётов с величиной ошибок ≤ 1 м; голубая зона – с величиной ошибок ≤ 10 м; зеленая зона - с величиной ошибок ≤ 100 м. На рисунках 1 - 2 приведены карты ошибок, рассчитанные методом математического моделирования для двух вариантов конфигураций расположения приёмников гидроакустических сигналов, приведённых в таблице 1.

Таблица 1. Координаты точек приёма для двух конфигураций приёмников

Вариант конфигурации	№ точки приёма	Локальная координата X, м	Локальная координата Y, м
Конфигурация 1	1	0,00	0,00
	2	-1000,00	3600,00
	3	1000,00	3600,00
	4	0,00	3400,00
Конфигурация 2	1	0,00	0,00
	2	1740,00	2080,00
	3	0,00	2000,00
	4	1870,00	90,00

На рис. 1 для конфигурации 1 (оптимальная конфигурация) даже при погрешностях определения координат приёмных элементов с $|\sigma| \le 3м$ существует компактная связная область с погрешностями оценок координат источников, не превышающими значения 1 м.

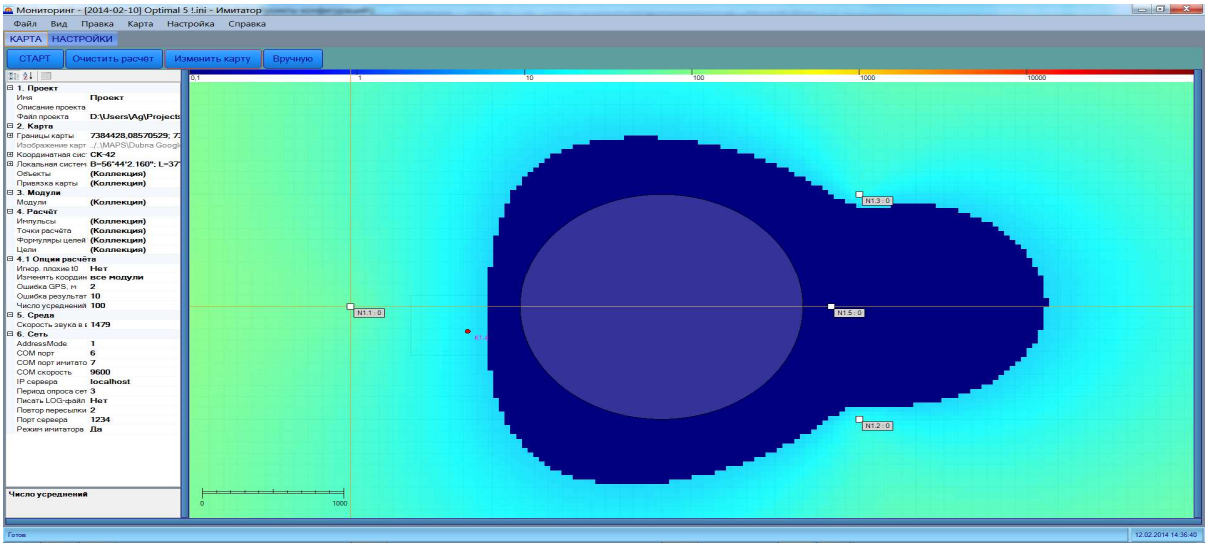


Рис. 1. Карта ошибок при расположении приёмников в конфигурации 1

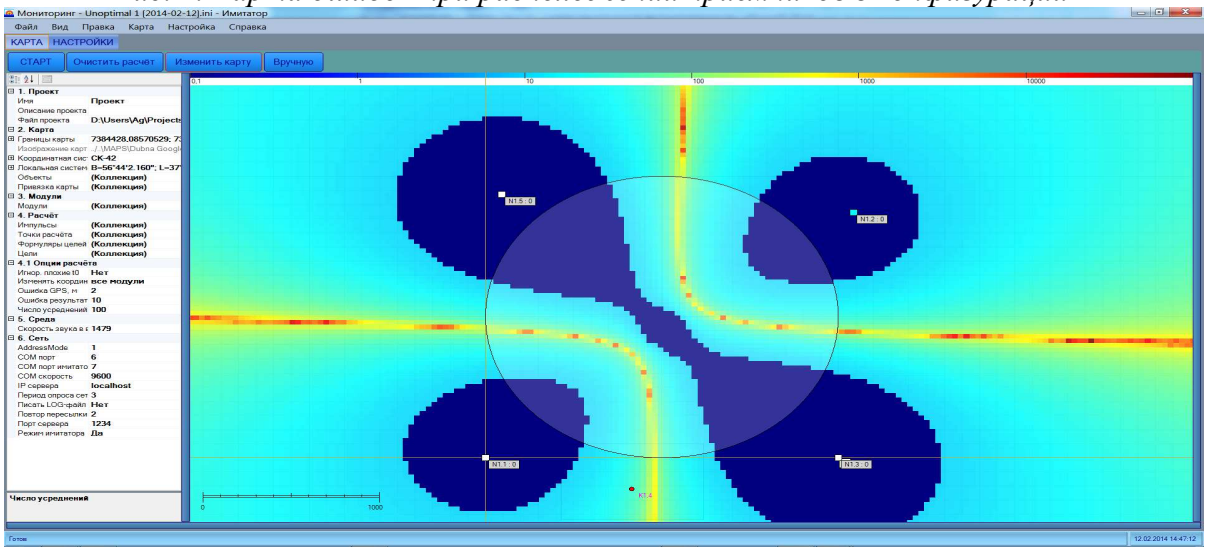


Рис. 2. Карта ошибок при расположении приёмников в конфигурации 2

На рис. 2 для конфигурации 2 (неоптимальная конфигурация) внутри области расчётов наряду с областями малых значений ошибок существуют области (гиперболы жёлто-красного цвета) с большими значениями погрешностей. Расположение источника в таких зонах может приводить к большим ошибкам при дистанционной оценке его координат.

Таким образом, для получения дистанционной оценки координат с минимальными погрешностями необходимо предварительно на основе численного моделирования определить оптимальное расположение точек приёма сигналов для планируемого эксперимента.

Для проверки точности разработанного метода оценки координат срабатывания импульсных источников были проведены экспериментальные работы на акватории Иваньковского водохранилища в районе старого русла р. Волга в ноябре 2013 года. В качестве приёмников-регистраторов гидроакустических сигналов использовались радиобуи, включающие: одноплатный компьютер Helios HLV 1000-256AV; радиомодем СМАРТ-160/2400-03; модуль связи Wi-Fi ASUS WL-330N; GPS/ГЛОНАСС приемник НАВИА GL8088s и гидрофон ТС4013 (RESON). В качестве источников импульсного сигнала использовались специально подготовленные для использования в водной среде петарды типа «Корсар-8», срабатывавшие от электроимпульса в заданный момент времени. В эксперименте использовалось 5 радиобуёв. Четыре радиобуя располагались в виде оптимальной конфигурации, заранее

рассчитанной для условий данного эксперимента. Записи сигналов с этих радиобуёв использовались для дистанционной оценки координат. Один радиобуй находился на катамаране, с которого проводилось инициирование петард, а запись сигнала с гидрофона, расположенного на расстоянии 1 м от источника, служила для контроля излучаемого сигнала. На каждом из радиобуёв выполнялась 2 канальная запись сигналов на 16 разрядный АЦП с частотой дискретизации 100 кГц на 1 канал (1 канал – сигнал с гидрофона, 2 канал - метки PPS с канала данных GPS/ГЛОНАСС приёмника). Глубина расположения источников импульсных сигналов в экспериментах составляла 4 - 8 метров. Глубина гидрофонов при приёме сигналов составляла 1 м. Синхронизация записей с разнесённых радиобуёв в едином времени проводилась по меткам PPS. Команды на выполнение записи передавались на радиобуи по радиоканалу. На рис. 3 приведены результаты дистанционной оценки координат для условий Иваньковского водохранилища (Московская область), эксперимент от 08.11.2013 г. (опыт № 21).

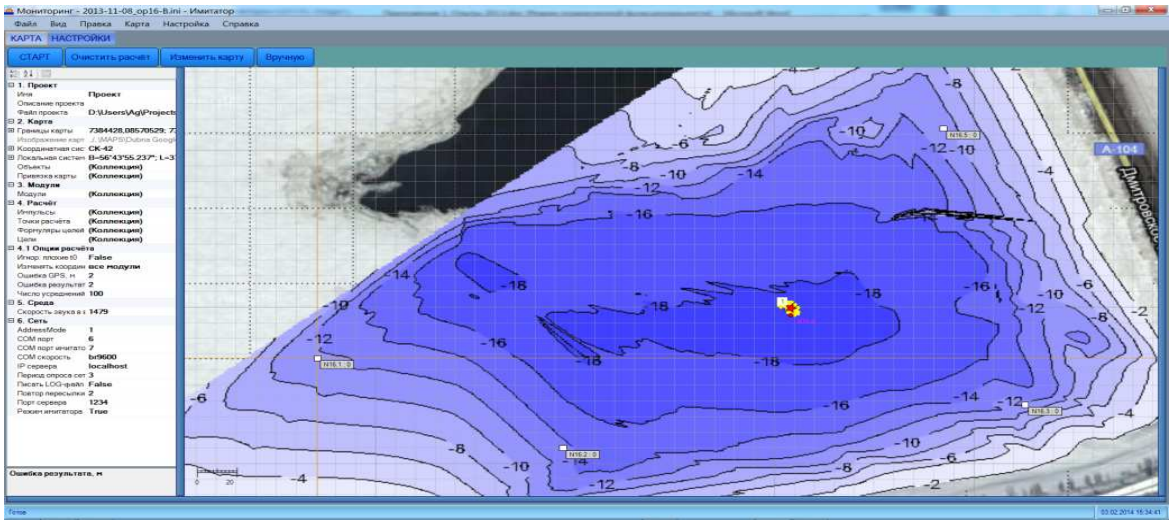


Рис. 3. Эксперименты от 08.11.2013г.: опыт №21 – оптимальная конфигурация расположения приёмников и результат расчёта (звёздочка)

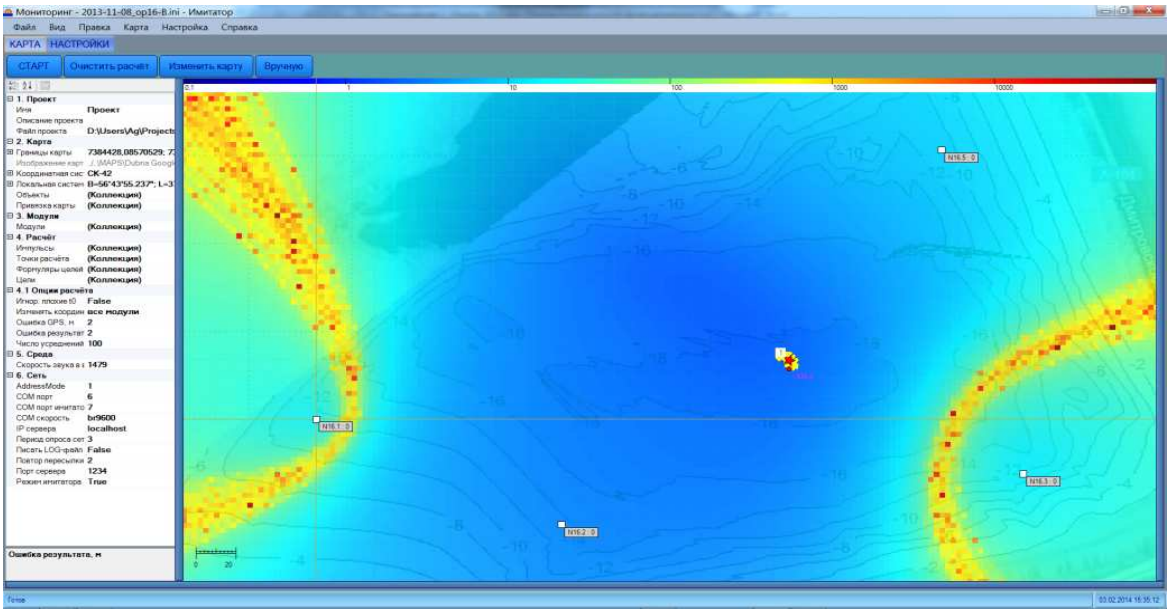


Рис. 4. Эксперименты от 08.11.2013г.: опыт №21 – карта функции ошибок и результат расчёта (звёздочка)

Осциллограммы сигналов, приведённые к единому времени, на основе обработки которых выполнялась дистанционная оценка координат, приведены на рис.5. Вторая осциллограмма снизу соответствует контрольному гидрофону на расстоянии 1 м от импульсного источника. Отметим, что в волноводе в точку приёма приходит не один импульсный сигнал, а серия сигналов, отражённых от границ волновода при его распространении, а также сигнал от пульсации газового пузыря [11,12].

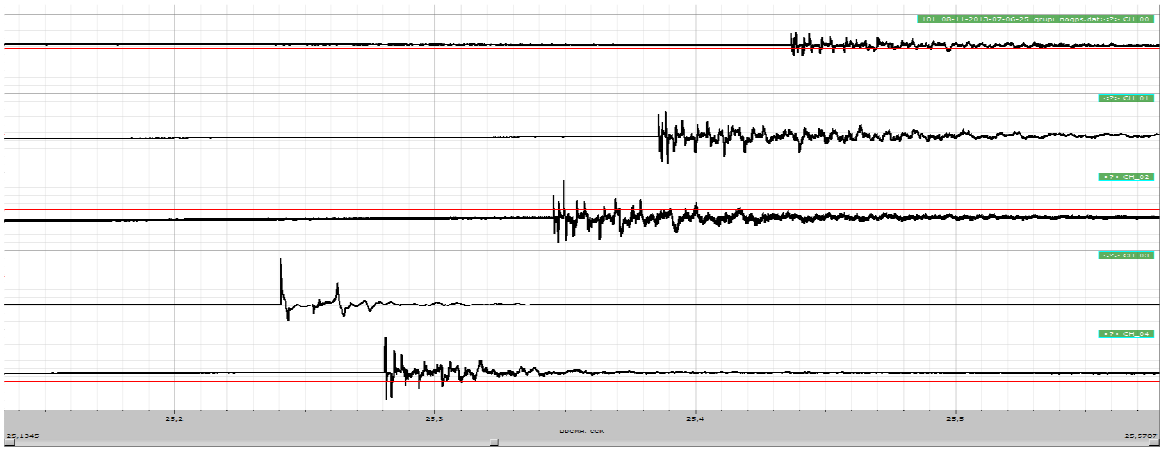


Рис. 5. Эксперименты от 08.11.2013г.: опыт №21 – осциллограммы сигналов

Однако следуя теории распространения гидроакустических сигналов в условиях мелкого моря [13], будем ориентироваться на первую нормальную волну, которая в точку приёма приходит первой. Групповая скорость первой нормальной волны для импульсного сигнала в диапазоне частот выше частоты фазы Эйри (минимальной групповой скорости) стремится к значению, равному скорости звука в волноводе [14]. На основе анализа временных задержек сигналов в точках приёма получены оценки дистанционного определения координат срабатывания подводных импульсных источников. Максимальное разнесение приёмников составляло 350 м. В таблице 2 приведены статистические оценки погрешностей дистанционного определения координат для экспериментов от 08.11.2013г. (опыты 14 -22).

Таблица 2. Результаты оценок дистанционного определения координат

№ опыта	N	x_s	y_s	x_p	y_p	σ	M	Δ x	Δ y	Δ r
14	1	26,24	237,3	32,57	237,71			5,92	0,45	5,94
	100			32,48	237,74	1,52	1,53	5,83	0,48	5,85
15	1	26,84	237,48	31,76	237,97			4,92	0,50	4,94
	100			31,71	237,81	1,6	1,61	4,87	0,34	4,88
16	1	27,44	237,35	31,79	237,87			4,35	0,52	4,38
	100			31,95	337,82	1,45	1,45	4,51	0,47	4,53
17	1	27,79	237,45	31,53	238,12			3,74	0,67	3,80
	100			31,65	238,00	1,38	1,38	3,86	0,55	3,90
18	1	93,52	265,97	94,77	267,21			1,25	1,24	1,76
	100			94,37	266,85	3,96	3,98	0,85	0,88	1,23
20	1	93,74	267,66	95,71	270,53			1,97	2,87	3,48
	100			95,47	270,29	3,63	3,65	1,73	2,63	3,15
21	1	95,53	268,64	95,32	267,82			-0,21	-0,82	0,85
	100			95,21	267,83	3,84	3,86	-0,32	-0,81	0,87
22	1	95,64	268,78	94,97	268,59			-0,67	-0,19	0,70
	100			95,10	268,63	3,93	3,95	-0,54	-0,15	0,56

В таблице 2 обозначено: (x_s, y_s) – проекции измеренных с помощью приёмников GPS/ГЛОНАСС координат источника в локальной системе координат; (x_p, y_p) – проекции рассчитанных по формулам (4) – (6) координат источника; M и σ - математическое ожидание и дисперсия при статистической оценке координат источника (N – количество переборов значений местоположения координат точек приёма из области их вероятных значений методом Монте-Карло); Δx – погрешность оценки по оси Ox; Δy - погрешность оценки по оси Oy; $\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$.

Таким образом, данный метод позволяет проводить дистанционную оценку координат срабатывания подводных импульсных источников с приемлемой точностью при интервальной неопределённости координат точек приёма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schmidt R. A new approach to geometry of range difference location. IEEE Aerosp. Electron. Syst. – 1972. – Vol.8. –P. 821-835.
2. Blanc–Benon P. Implication of shallow waters for source localization: Time–delays estimation versus matched–field processing. In OCEANS'95. MTS/IEEE. Challenges of Our Changing Global Environment. Conference Proceedings. –1995. – Vol.2. –P. 826-831.
3. Olson J. V., Szuberla C. A. L. Processing infrasonic array data. In Handbook of Processing in Acoustics, edited by Havelock D., Kuwano S., Vorlander M. Springer. New York. 2008. –Vol.2. –P. 1487-1496.
4. Ferguson B.G. Lo K.W. Localization of small arms fire using acoustic measurements of muzzle blast and/or ballistic shock wave arrivals// JASA. – 2012. – Vol. 132, № 5. – P. 2997-3017.
5. Gebbie J., Siderius M., McCargar R., Allen J.S., Pusey G. Localization of a noisy broadband surface target using time differences of multipath arrivals// JASA Express Letters/ – 2013. –Vol. 134, № 1. –P. EL17-EL83.
6. Воробьев В.А., Крюков Ю.С., Щербаков А.А. Использование оптического датчика для оценки средней скорости распространения импульсного сигнала в задачах локализации взрывных источников. В сб. Трудов 14 сессии РАО, Т.2., М.: ГЕОС.– 2005. –С.13-16.
7. Крюков Ю.С., Коротаев Ю.В. Программно–аппаратный комплекс для дистанционного определения координат импульсных источников акустических шумов и оценки их энергетических параметров. Доклады 22-й сессии РАО. Т.2. «Акустические измерения и стандартизация». М.: ГЕОС. –2010. –С.34-37.
8. Крюков Ю.С. Метод определения пространственных координат взрывных источников акустического сигнала в условиях ветровых помех// ЭНЖ «Молекулярные технологии»/НИИПА. –2010. Т.4. –С.122-137. [электронный ресурс] – Режим доступа. – URL: http://www.niipa.ru/journal/articles/7.pdf (дата обращения 21.04.2014).
9. Neumaier A. Interval Methods for Systems of Equations. –Cambridge: Cambridge University Press. -1990.
10. Lakeyev A.V., Kreinovich V. Optimal Solution of Interval Linear systems is Intractable (NP-Hard) – Interval Computing 3, –1997, –P.51-81.
11. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Иностранная литература, –1950. –С. 418.
12. Орленко Л.П. Физика взрыва и удара. М.: ФИЗМАТЛИТ, –2008.
13. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, –1973.
14. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография. М.: Мир, –1980.

назад к содержанию

АКУСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТЕРМЫ АДСОРБЦИИ ВОДЯНОГО ПАРА

Симаков И.Г., Гулгенов Ч.Ж.

Институт физического материаловедения СО РАН

E-mail: chingisbarga@gmail.com

Для определения изотерм полимолекулярной адсорбции пара воды на поверхности твердого тела предложено использовать поверхностные акустические волны (ПАВ). Показано, что относительное изменение скорости ПАВ пропорционально толщине адсорбционного слоя. Поэтому изотерма изменения скорости ПАВ, в зависимости от степени влажности, характеризует изотерму адсорбции пара. Для калибровки изотермы адсорбции пара предложено использовать оригинальную методику, основанную на определении толщины адсорбционного слоя при температуре нулевого значения температурного коэффициента времени задержки.

Не смотря на широкое использование адсорбции в различных технологических процессах, представления о процессах, происходящих на поверхности адсорбента, не являются окончательно сложившимися. В настоящее время нет обобщённой теории, описывающей адсорбцию, большая часть работ по практическим проблемам изотерм сорбции для конкретных материалов состоит в подборе параметров уравнения Брунауэра-Эммета-Теллера [1].

При отсутствии адекватной общей теории адсорбционных процессов наиболее приемлемым способом описания становятся экспериментальные изотермы адсорбции.Поэтому существует потребность в развитии методов измерения изотерм полимолекулярной адсорбции.

Сорбционные процессы на поверхности твердого тела сопровождаются изменением свободной поверхностной энергии. В результате адсорбции молекул пара, свободная поверхностная энергия адсорбента уменьшается. Из теории упругости известно, что изменение свободной поверхностной энергии приводит к изменению упругих свойств приповерхностной области твердого тела.Важным инструментом исследования состояния твердой среды могут быть упругие волны. Для исследования адсорбционных процессов на поверхности твердого тела можно использовать упругие поверхностные волны (например, волны рэлеевского типа), которые весьма чувствительны к изменению акустических параметров приповерхностной области твердого тела

Поверхностные волны рэлеевского типа обычно возбуждаются и регистрируются на поверхности пьезоэлектрических подложек, распространение упругих возмущений в которых сопровождается электрическими полями [2]. Энергия ПАВ сосредоточена в тонком приповерхностном слое твердого тела, толщина которого порядка длины поверхностной волны. Электрическое поле, сопровождающее упругую волну в пьезоэлектрике, проникает в граничащую с поверхностью, диэлектрическую среду также на расстояние порядка длины поверхностной волны. Влияние на параметры ПАВ тонкого адсорбционного слоя, сформированного на поверхности пьезоэлектрической подложки (звукопровода), сводится к возмущениям условий распространения этих волн. Соответствующее изменение условий распространения ПАВ приводит к изменению их амплитуды и скорости.

Взаимодействие ПАВ со слоистой системой тонкий адсорбционный слой – пьезоэлектрическая подложка при малой толщине жидкого слоя $h << \lambda$ описывается дисперсионным уравнением [3]:

$$-\frac{\Delta V}{V} = (A+B)\frac{h}{\lambda} = \left(\frac{\rho_f V_f}{\rho_s V_s}\operatorname{tg}\theta + \frac{\pi K^2 \varepsilon_P \varepsilon_f}{(\varepsilon_P+1)^2}\right)\cdot\frac{h}{\lambda} \qquad (1)$$

где ρ_f и ρ_s– плотность жидкости и твердого тела, соответственно; $\theta = \arccos(V_f/V_s)$ – угол, под которым звуковые волны распространяются в жидкости; V_f – скорость звука в жидкости; V_s– скорость поверхностной волны, ε_p,ε_f– относительные диэлектрические проницаемости, соответственно, пьезоэлектрика и жидкости, K – коэффициент электромеханической связи, h – толщина адсорбционного слоя, λ – длина поверхностной волны.Относительное изменение скорости ПАВ пропорционально толщине жидкого (адсорбционного) слоя. Коэффициент пропорциональности A учитывает возмущения условий распространение ПАВ имеющие механическую природу, коэффициент B – электрическую природу.

Изотермой адсорбции называется зависимость количества адсорбированного вещества (величины адсорбции) от парциального давления этого вещества в газовой фазе при постоянной температуре [4]. Величину адсорбции пара жидкости на плоской поверхности твердого тела можно выразить через эквивалентную количеству адсорбированного вещества толщину жидкого слоя$h(p/p_s)$.

Поскольку относительное изменение скорости ПАВ пропорционально толщине адсорбционного слоя, то для определения изотермы адсорбции необходимо было исследовать изменение скорости ПАВ в зависимости от относительного давления пара в зоне адсорбциипри постоянной температуре адсорбирующей поверхности (изотерма изменения скорости).Для этой цели была разработана измерительная ячейка (рис. 1)[5]. В конструкции измерительной ячейки была предусмотренавозможность задавать необходимое давление паров в зоне адсорбции, регулировать температуру подложки и парообразующей жидкости (воды), и проводить акустические измерения. Адсорбция осуществлялась на поверхность звукопровода ПАВ-линии задержки, помещенной над поверхностью дважды дистиллированной воды.

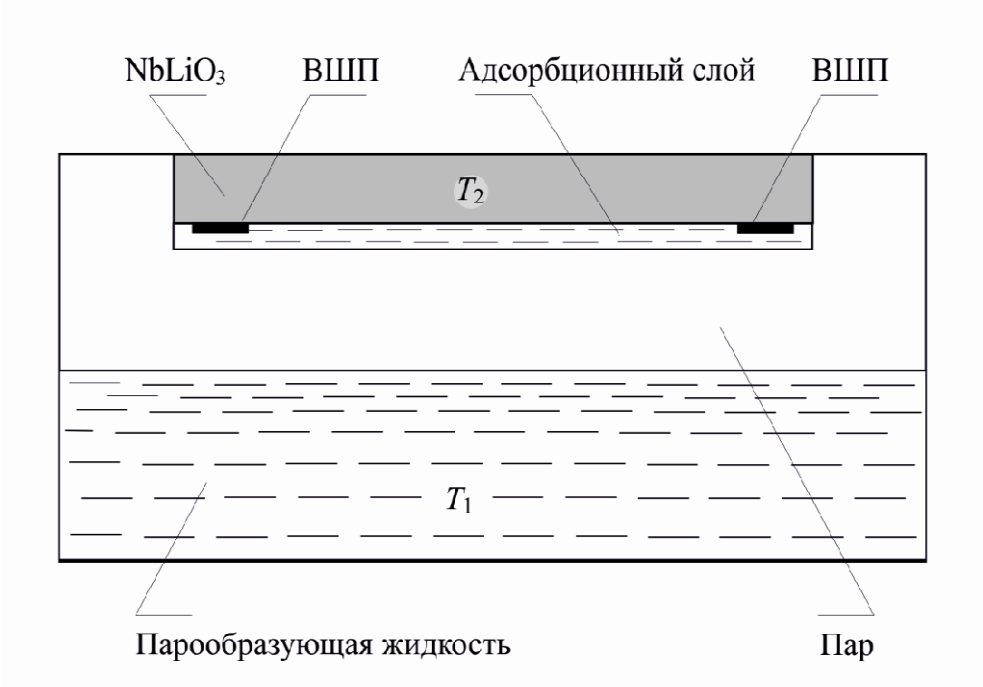


Рис.1. Схема измерительной ячейки.

Относительное давление пара p/p_s в зоне адсорбции над поверхностью звукопровода зависит от температуры парообразующей жидкости T_1 и температуры адсорбирующей поверхностиT_2. Для определения относительного давления пара можно воспользоваться уравнением Клапейрона – Клаузиуса:

$$\ln\frac{p}{p_s} = -\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$$

где p_s –давление насыщенного пара при температуре T_2,Q – теплота конденсации и R – газовая постоянная водяного пара. Задавая разницу температур T_2 –T_1 можно регулировать относительное давление пара в зоне адсорбции.

Для регистрации изменения скорости ПАВ использовался метод, основанный на интерференции уравновешенных противофазных сигналов (сигнала подаваемого с генератора ВЧ и сигнала, прошедшего ПАВ-линию задержки) [6]. При адсорбции воды на поверхность звукопровода, изменяется время задержки сигнала. Изменение времени задержки пропорционально изменению частоты интерференционного минимума $-\Delta f / f = \Delta\tau/\tau$.При постоянном значениитемпературы подложкиизменение частоты пропорционально изменению скорости ПАВ $\Delta f / f = \Delta V / V$. Следовательно, варьируя температуру парообразующей жидкости, можно построить изотерму относительного изменения скорости ПАВ$\Delta V / V (p / p_s)_T$.На рис. 2. приведена изотерма относительного изменения скорости ПАВ при адсорбции водяного пара на поверхность ниобата лития. Как следует из рисунка, изменение скорости ПАВ носит выраженный нелинейный характер. Изменение скорости имеет заметную величину при относительном значении давления пара более 0,5.

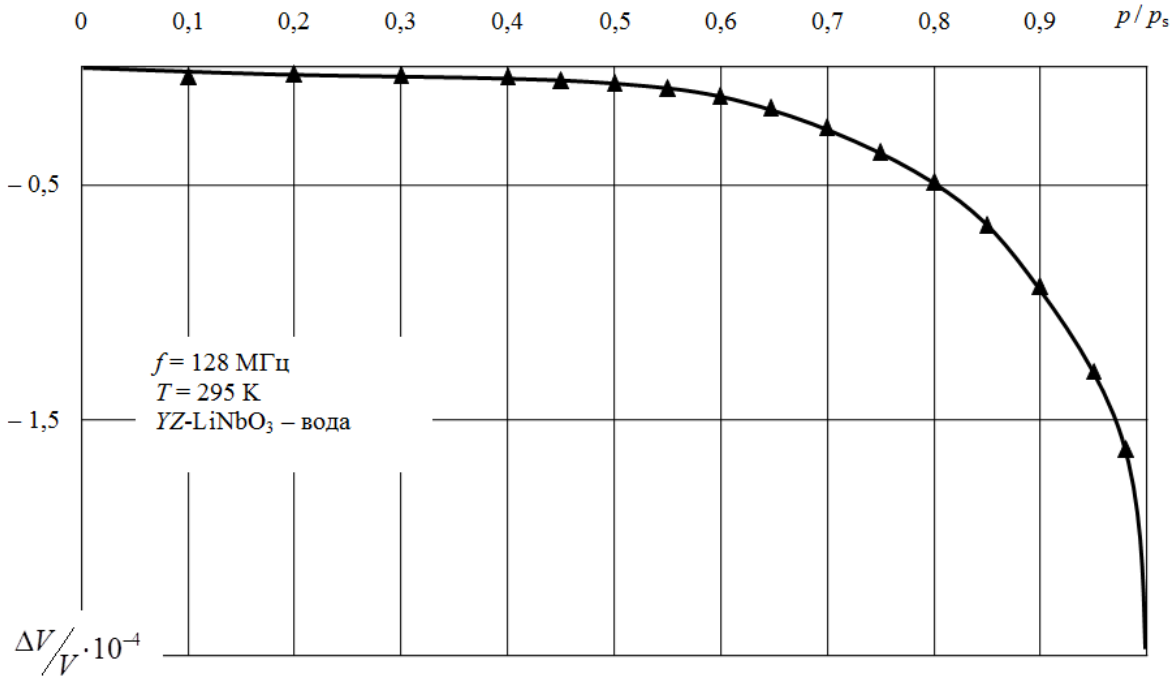


Рис.2. Зависимость относительного изменения скорости ПАВ от относительного давления пара воды

На основе изотермы относительного изменения скорости ПАВ можно,учитывая зависимость $\partial V / V \propto h / \lambda$, определить характер изотермы адсорбции$h(p / p_s)_T$.Чтобы найти изотерму адсорбции водяного пара необходимо прокалибровать эту кривую. Для того достаточно иметьреперную точку –значение толщины адсорбционного слоя хотя бы в одной точке изотермы адсорбции.

Исходя из уравнения Клапейрона – Клаузиуса давление пара в зоне адсорбции можно изменять, варьируя температуру парообразующей жидкости (воды) либо температуру адсорбирующей поверхности подложки. В последнем случае взаимодействие ПАВ с адсорбционным слоем на поверхности звукопроводасущественно усложняется. Зависимость изменения частоты интерференционного минимума при вариациях температуры подложки представлена на рис.3.Температурная зависимость

изменения частоты интерференционного минимума в случае свободной поверхности звукопровода имеет линейный характер (кривая *1*). Наличие адсорбционного слоя усложняет характер данной зависимости (кривая *2*). При охлаждении звукопровода на изменение времени задержки оказывают влияние два конкурирующих процесса. Во-первых, время задержки уменьшается в результате теплового увеличения скорости ПАВ и сокращения длины звукопровода. Во-вторых, время задержки увеличивается вследствие уменьшения скорости ПАВ, обусловленного влиянием влажной газовой среды, которое проявляется как увеличение толщины адсорбционного слоя с понижением температуры. Измерения выполнены при следующих условиях: подложка помещалась над поверхностью дважды дистиллированной воды, температура которой 293 K; температура подложки изменяли в пределах 291 – 303 K.

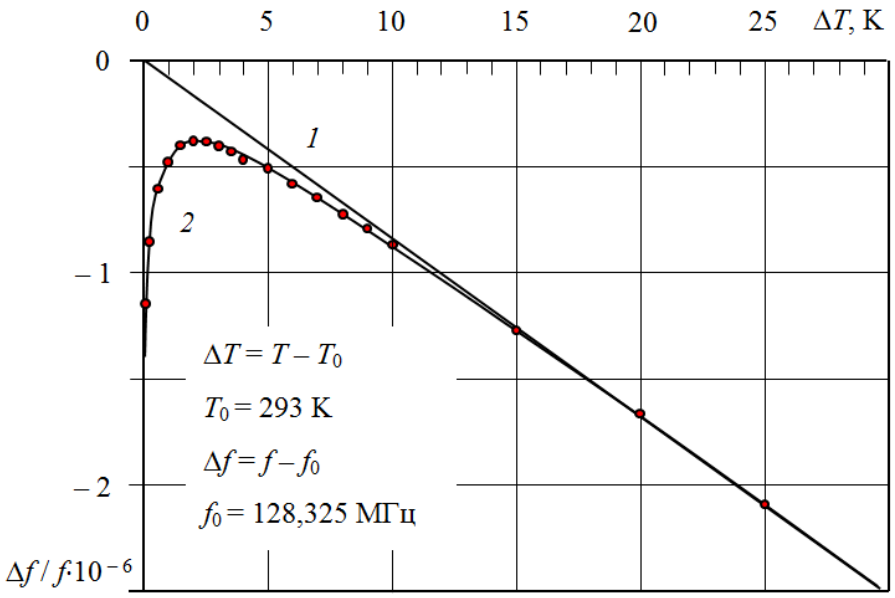


Рис.3. Температурная зависимость изменения частоты интерференционного минимума 1 – подложки YZ-среза $LiNbO_3$ (адсорбционный слой отсутствует), 2 – слоистой системы ниобат лития – адсорбированная вода.

На первом этапе понижения температуры подложки преобладает влияние процесса уменьшения времени задержки (увеличения скорости) (кривая *2*). При охлаждении подложки толщина адсорбционного слоя увеличивается, соответственно, уменьшается скорость ПАВ и при некоторой температуре T_m изменение частоты интерференционного минимума достигает максимального значения. Очевидно, что в этом случае конкурирующие процессы уравновешены. Далее, на втором этапе охлаждения, действие адсорбционного слоя увеличивается на столько, что преобладающее влияние оказывает процесс увеличения времени задержки. При температуре максимума кривой $\Delta f / f(T)$ температурный коэффициент времени задержки ПАВ(ТКЗ) $\zeta(h)$ в такой динамически равновесной системе принимает нулевое значение. Наличие нулевого значения ТКЗ позволяет точно определить толщину адсорбционного слоя при температуре T_m. Из уравнения (1) можно получить выражения для определения толщины адсорбционного слоя [7]

$$h_m = \frac{\lambda \cdot \Delta T \cdot \partial\tau}{\tau \cdot (A+B)\partial T} = \frac{\zeta \cdot \lambda \cdot \Delta T}{(A+B)}$$

где ΔT = 1 K – изменение температуры в один градус, $\zeta = \tau^{-1}\partial\tau / \partial T$ – ТКЗ материала подложки.

Толщина адсорбционного слоя при температуре нулевого значения ТКЗ T_m позволяет определить коэффициент пропорциональности в выражении $\partial V / V \propto h / \lambda$. Следовательно, зная коэффициент пропорциональности из изотермы $\Delta V / V (p / p_s)_T$ можно построить изотерму адсорбции $h(p / p_s)_T$.

На рис. 4. приведены зависимости ТКЗ (*1*) и толщины адсорбционного слоя (*2*) от степени влажности. При нулевом значении ТКЗ слоистой системы определена толщина адсорбционного слоя $h_m = 5{,}6$ нм (реперная точка), которая позволила прокалибровать изотерму адсорбции.

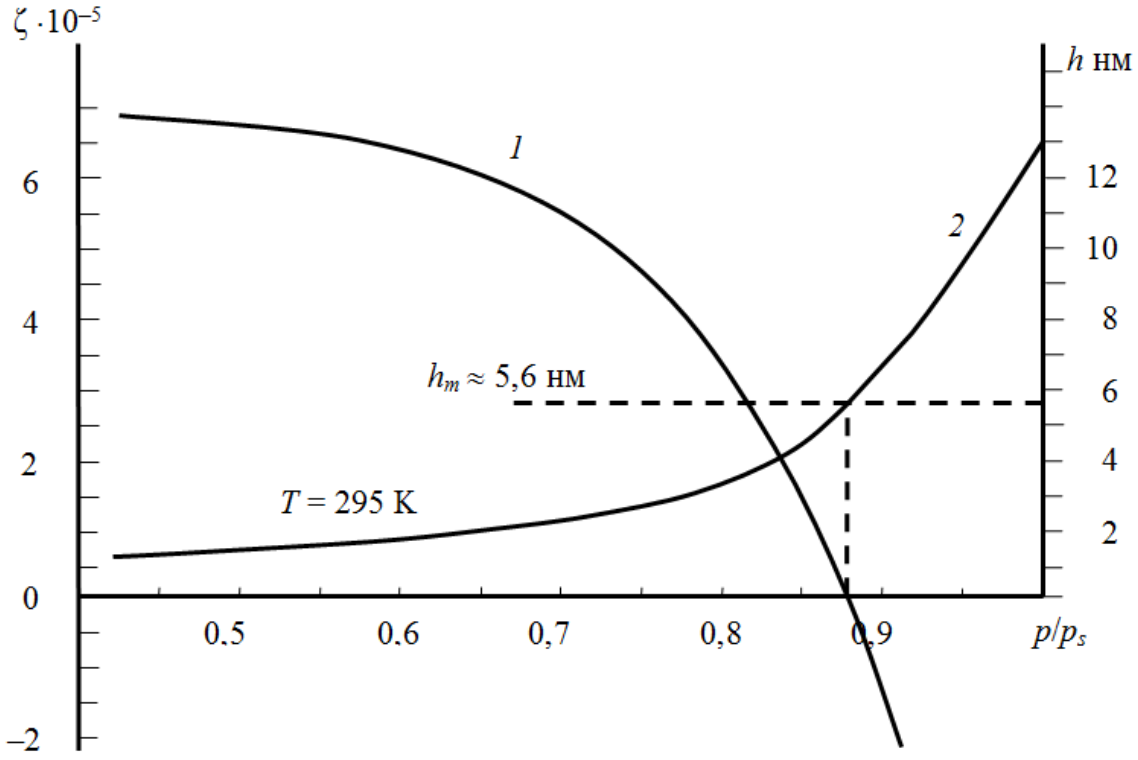


Рис. 4. Зависимость ТКЗ (1) и толщины адсорбционного слоя (2) от давления пара.

Как следует из экспериментальной зависимости толщины адсорбционного слоя от относительного давления пара, толщина слоя с ростом давления увеличивается не линейно. При повышении давления пара толщина адсорбционного слоя теоретически должна увеличиваться неограниченно [1]. Экспериментально показано, что толщина слоя адсорбированной на поверхности ниобата лития воды при давлении насыщения имеет конечную величину $h_0 \cong 13$ нм. Адсорбированная вода структурирована вследствие интенсивного образования водородных связей. Влияние поверхности твердого тела проявляется в том, что структура и физические свойства воды в граничной фазе отличаются от структуры и соответствующих свойств объемной воды в жидкой фазе. По всей вероятности, изменение структуры жидкости в слое под действием поля поверхностных сил проявляется в отличии давления насыщающих паров над поверхностью адсорбированной воды от давления паров над поверхностью объемной воды.Таким образом, показано, что поверхностные акустические волны могут быть использованы для исследования полимолекулярной адсорбции паров полярных жидкостей, граничных слоев этих жидкостей и их физических свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карнаухов А.П. Адсорбция. Текстура дисперсных и пористых материалов. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1999. – 470 с.
2. Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. – М.: Наука, 1991. – 416 с.
3. Доржин Г.Б., Симаков И.Г. Акустическое исследование адсорбированных слоев жидкостей // Акуст. журн. 2002. Т. 48; № 4. С. 499–503.
4. Репинский С.М. Введение в химическую физику поверхности твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1993. – 223 с.
5. Симаков И.Г., Гулгенов Ч.Ж. Влияние адсорбированной воды на параметры поверхностных акустических волн при вариациях температуры подложки // Вестник Тюменского государственного университета. – 2009. – № 6. – С. 52–59.
6. Симаков И.Г., Гулгенов Ч.Ж. Регистрация изменения амплитуды и скорости рэлеевских волн на поверхности пьезоэлектрика // Вестник Бурятского государственного университета. Выпуск 3. Химия. Физика. – 2011. – С. 216–220.
7. Симаков И.Г., Гулгенов Ч.Ж. Влияние полимолекулярной адсорбции воды на параметры акустоэлектронных устройств // Вестник Бурятского государственного университета. Выпуск 3. Химия. Физика. – 2009. – С.171–175.

назад к содержанию

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АДАПТИВНЫХ АЛГОРИТМОВ ВИБРОДИАГНОСТИКИ ДЕФЕКТОВ ПОДШИПНИКОВ КАЧЕНИЯ

Борисенко С.Ю., Васюкевич С.Ю., Давыдов И.Г., Цурко А.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,Минск

E-mail: tsurko@bsuir.by

Проведено сравнительное исследование диагностической эффективности некоторых адаптивных алгоритмов при обработке и анализе вибраций с целью выявления дефектов промышленного оборудования. Получены оценки достоверности определения технического состояния подшипников качения при помощи искусственных нейронных сетей и машин на опорных векторах. Результаты получены математическим моделированием в среде MATLAB и путем обработки данных физических экспериментов. Выявлена возможность достижения высокой достоверности диагностики (более 90%) при помощи упомянутых систем с небольшим преимуществом машины на опорных векторах.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из целей вибодиагностики промышленного оборудования является заблаговременные оценка износа и выявление дефектов ротационных узлов. В настоящей работе исследуются современные возможности автоматической диагностики.

Диагностика, с одной стороны, опирается на априорно известные параметры системы (частоты вращения, геометрию, кинематику), с другой стороны использует анализ ее шумов и вибраций в рабочем режиме. При этом априорная неопределённость нестационарных вибрационных сигналов и фонового шума, а также их изменчивость во времени существенно затрудняют решение задачи диагностики.

Одним из эффективных средств решения указанной задачи является использование адаптивных систем. Здесь под адаптацией понимается обучение и самообучение, а также процесс оптимальной перестройки структуры системы в соответствии с критерием качества, выбор которого определяется ее назначением [1].

Отправной информацией для проведенных исследований адаптивных систем послужили результаты работ [2-6].

В типичном процессе вибрационной диагностики целесообразно выделить пять последовательных этапов.

Первый этап включает разработку кинематических моделей и математического отображения признаков возможных неисправностей вращающихся узлов.

Второй этап состоит в получении экспериментальных данных о шумах и вибрациях с помощью датчиков (например, акселерометров), фильтрации и накопления (например, ФНЧ и компьютеров).

На третьем этапе из исходных данных производится выделение диагностических признаков, содержащих существенную информацию о состоянии системы.

Четвертый этап заключается в классификацией состояний, т.е. определении текущего состояния анализируемой системы.

Пятый этап наиболее прагматичен, но наименее изучен, и предполагает прогнозирование, оценку срока службы и планирование обслуживания, принятие решений.

Необходимо отметить зависимость эффективности (достоверности) диагностики от всего комплекса диагностических средств на каждом из перечисленных этапов.

Сравнение различных классификаторов на четвертом этапе требует унифицированных методов предобработки, выбора и выделения диагностических признаков на третьем этапе.

Для проведения грубого анализа состояния оборудования используются оценки среднеквадратического значения общего уровня и пик-фактора механических колебаний. Такие действия эффективны лишь на поздних стадиях развития дефектов. Для обнаружения дефектов на ранних стадиях оказывается целесообразным использовать методы анализа спектра огибающей вибрации. Базисная синусоидальная функция преобразования Фурье и особенности самого преобразования налагают определённые ограничения на применимость данного метода ко всем случаям дефектов.

Высокую чувствительность в обнаружении дефектов на ранних стадиях обеспечивают методы вейвлет-анализа вибрационных сигналов [7]. Однако, существенным недостатком вейвлет-анализа является необходимость априорного выбора базиса, что не позволяет выявлять существенно различающиеся нестационарности.

С учетом приведенных замечаний в настоящем исследовании в качестве метода извлечения диагностических признаков использован алгоритм преобразования Гильберта-Хуанга [8], который дает возможность адаптивно формировать базисные функции на основе анализируемых данных. Высокая эффективность выбранного метода в сравнении с другими неоднократно подтверждена многими работами [2] и др.

В качестве классификаторов традиционно применяются адаптивные системы на базе алгоритмов машинного обучения. Наибольшую эффективность (с достижимой достоверностью диагностики более 90%) имеют системы в виде искусственных нейронных сетей (ИНС) на основе многослойных перцептронов с обратным распространением ошибки [2-5], а также машин на опорных векторах (МОВ) [2, 6]. Поэтому в представляемой работе проведено сравнение именно этих двух методов.

СТРУКТУРА АДАПТИВНОЙ СИСТЕМЫ КЛАССИФИКАЦИИ ДЕФЕКТОВ

Структурная схема адаптивной системы, сформированной с учетом приведенной ранее последовательности этапов диагностики, представлена на Рис.1.

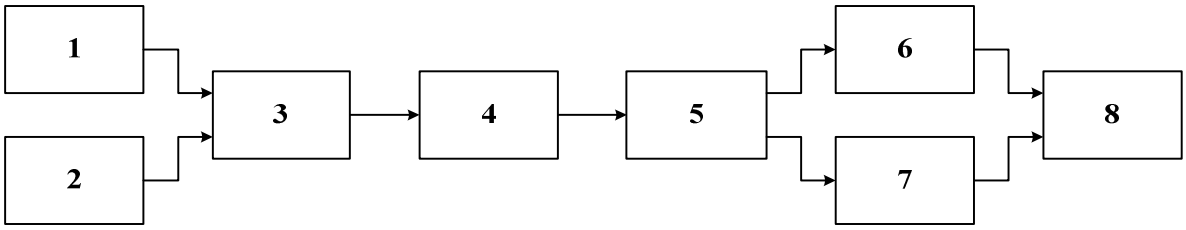


Рис.1 – Схема адаптивной системы классификации дефектов подшипников качения со сравнением двух классификаторов

Блоки 1 и 2 генерируют наборы данных, соответствующие различным дефектным состояниям подшипника качения. Первый получает исходные данные путём моделирования вибрационных сигналов, второй берёт эмпирические данные из базы сигналов.

Блок 3 осуществляет предобработку данных, которая в простейшем случае является масштабированием, фильтрацией (при необходимости) и сортировкой. Блок 4 выполняет извлечение диагностических признаков при помощи преобразования Гильберта-Хуанга, которое выполняется путём разложении исходного сигнала на эмпирические моды и преобразование методом сингулярного разложения матрицы эмпирических мод [2].

Четвертый этап диагностики представлен тремя блоками, один из которых (блок 5) отвечает за нормализацию данных к области значений [0 ... 1] либо [-1 ... 1] согласно рекомендациям из [9] и настройку нетренируемых параметров классификаторов на основе информации о классифицируемых данных. Два других блока (6 и 7) реализуют системы многоклассовой МОВ [2, 9] и ИНС прямого

распространения, содержащую 2 скрытых слоя по 27 нейронов каждый, с обучением по алгоритму обратного распространения ошибки, при количестве эпох обучения 150.

Процесс адаптации данных систем заключается в настройке параметров классификаторов в процессе обучения. Пятый этап диагностики отсутствует, на его месте находится блок 8, выполняющий обработку и интерпретацию результатов сравнения.

Обобщённый алгоритм классификации, описывающий работу системы, состоит из следующей последовательности действий.

Шаг 1. Из всей совокупности исходных данных формируются две выборки: обучающих и тестовых сигналов. Каждая из выборок содержит в себе группы векторов, соответствующие определенным состояниям оборудования. При числе состояний m и числе обучающих сигналов для каждого состояния N, количество обучающих сигналов равно $L = m \cdot N$, а количество тестовых сигналов M кратно m.

Шаг 2. Каждый из L обучающих и M тестовых сигналов подвергается нормированию энергии и декомпозиции на множество эмпирических мод $C_i = \{c_1,c_2,\ldots,c_n\}_i$, $i = 1,2,\ldots, L+M$. Поскольку n для каждого C_i может отличаться, все множества дополняются нулевыми модами до максимального n. Из дополненных множеств C_i формируются матрицы A_i эмпирических мод вибрационных сигналов.

Шаг 3. Производится сингулярное разложение матриц A_i. Значения главной диагонали матрицы сингулярных значений Λ_i, используются для формирования обучающего x_i и тестового z_j множеств векторов диагностических признаков, размерность которых равна рангу матрицы Λ_i.

Шаг 4. Производится нормализация данных к области [0 ... 1] либо [-1 ... 1], настройка классификаторов, и их обучение с использованием x_i.

Шаг 5. Производится параллельная классификация векторов. Тестируемые векторы z_j поступают на классификаторы МОВ и ИНС. Выводятся результаты классификации для каждого вектора из M и итоговая статистика по m классам.

Под эффективностью системы классификации (обеспечиваемой достоверностью классификации) и входящих в неё алгоритмов выявления дефектов понималось выраженное в процентах отношение числа верно классифицированных алгоритмом тестовых воздействий, к их общему числу.

КЛАССИФИКАЦИЯ ДАННЫХ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследование проведено при помощи компьютера в вычислительной среде MATLAB. Для реализации алгоритмов классификации использованы программная библиотека работы с многоклассовыми машинами на опорных векторах libsvm [9] и набор инструментов Neural Networks для MATLAB. При настройке МОВ и ИНС все параметры, кроме указанных ранее, оставлены по умолчанию. Исходные данные от модели сгенерированы специальным алгоритмом со следующими характеристиками.

Для обучения и тестирования классификаторов были сформированы три класса сигналов. При генерирования множества сигналов каждого класса задавалась частота f_0 первой гармоники (для примера принято значение f_0 = 200 Гц). Для обеспечения репрезентативности выборки тестовых сигналов вводился аддитивный параметр изменения частоты Δf, с помощью которого производилась вариация частоты первой гармоники f_0 на каждой i-ой реализации тестового сигнала в пределах соотношения $| \Delta f / f_0 | \leq 0,1$. Таким образом, при экспериментах частота первой гармоники f_0 изменялась случайным образом в пределах диапазона f_0 = [180; 220] Гц с равномерным законом распределения случайной величины Δf. Ко всем тестовым сигналам аддитивно добавлялся белый гауссовский шум до соотношения сигнал/шум γ = 0 дБ.

Сигналы класса 1 имитировали модель сигналов из множества «Нет дефекта» и представляли собой набор из трех гармонических составляющих с частотами f_0, $2f_0$, $3f_0$. Сигналы этого класса моделируют исправное состояние промышленного оборудования

(в спектре присутствует гармоническая составляющая, соответствующая частоте вращения вала, и две ее высшие гармоники). Вариация частоты, обеспечиваемая параметром Δf, моделирует нестабильность скорости вращения вала, которая присутствует в реальных системах и является одной из ключевых проблем при разработке аппаратного и программного обеспечения для автоматизации процесса диагностики дефектов промышленного оборудования.

Сигналы класса 2 являются моделью сигналов из множества «Дефект 1» и представляют собой модулированные по амплитуде сигналы класса 1 с учетом изменений частоты на каждой i-ой реализации. Анализ амплитудного спектра Фурье такого сигнала показывает, что в окрестности гармонических составляющих с подшипниковыми частотами появляются дополнительные гармоники. Сигналы класса 2 по своей структуре являются моделью вибрационных сигналов, свидетельствующих о дефекте внутреннего кольца подшипников качения.

Сигналы класса 3 представляют собой модификацию сигналов класса 1, модулированных короткими по длительности импульсами большой амплитуды. На каждой i-ой реализации тестового сигнала имеет место вариация частоты первой гармоники f_0 в согласии с изменениями параметра Δf . Эти сигналы являются моделью сигналов из множества «Дефект 2» и по своей форме напоминают сигналы, получаемые в результате диагностики подшипников качения с дефектом внешнего кольца. Анализ амплитудного спектра Фурье такого сигнала обнаруживает множество гармонических составляющих в структуре сигнала.

Для проведения исследования сформировано L = 600 обучающих сигналов (по 200 сигналов для каждого из трех классов) и M = 600 тестируемых сигналов (также по 200 сигналов для каждого класса), для которых определялись векторы диагностических признаков. Затем L обучающих векторов вводились в классификаторы, и на их основании производилась классификация M тестируемых векторов. Максимальная размерность вектора диагностических признаков соответствует числу эмпирических мод, используемых для анализа, и принята равной девяти для всех случаев. Так как обучение классификаторов происходит каждый раз вновь, что приводит к различной достоверности классификации, выполнено три цикла обучения и классификации. Для каждого из них заново генерировались обучающая и тестовая выборки данных. Результаты классификации, полученные при сохранении соотношения сигнал/шум γ = 0 дБ, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты классификации данных моделирования

	Номер цикла	МОВ		ИНС	
		Верный результат, ед.	Верный результат, %	Верный результат, ед.	Верный результат, %
Нет дефекта	1	199	99,5	197	98,5
	2	199	99,5	199	99,5
	3	198	99,0	195	97,5
Дефект 1	1	193	96,5	178	89,0
	2	192	96,0	187	93,5
	3	194	97,0	191	95,5
Дефект 2	1	188	94,0	179	89,5
	2	174	87,0	174	87,0
	3	178	89,0	178	89,0
Средняя точность, %			95,278		93,222

Из данных таблицы 1 видно, что оба классификатора обеспечили довольно высокое качество работы с достоверностью в среднем выше 90%. Показатели эффективности классификации при помощи МОВ в среднем приблизительно на 2%

выше, чем при помощи ИНС. Высокая достоверность классификации свидетельствует о том, что комплекс использованных для исследования адаптивных алгоритмов выбран рационально. В то же время видно, что изменение обучающей выборки вызвало однонаправленные изменения в эффективности обоих классификаторов. А так как формирование обучающей выборки является одним из ранних этапов диагностики, то ему следует уделять повышенное внимание.

КЛАССИФИКАЦИЯ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования с опытными данными, также как и математическое моделирование, проводилось на компьютере с использованием вычислительной среды MATLAB. Исходные данные заимствованы из открытой базы данных Case Western Reserve University Bearing Data Center. Для тестирования выбраны образцы сигналов, соответствующие трём состояниям подшипника: нормальному состоянию, дефекту внутреннего кольца, дефекту одного из тел качения. Дефекты внесены в подшипник искусственно и представляют собой выемки диаметром 0,178 мм.

Способ формирования, нормирования и обработки обучающей и тестовой выборок идентичны описанному выше, за исключением того, что количество векторов для тренировки составило 10 для каждого из состояний, а количество векторов для тестирования составило 50 для каждого из состояний.

Для проведения исследования формировались L = 30 обучающих сигналов (по 10 сигналов для каждого из трех классов) и M = 150 тестируемых сигналов (по 50 сигналов для каждого класса), для которых определялись векторы диагностических признаков. Максимальная размерность вектора диагностических признаков соответствует числу эмпирических мод, используемых для анализа, и равна девяти для всех случаев. Результаты классификации представлены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты классификации эмпирических данных

	Номер цикла	МОВ		ИНС	
		Верный результат, ед.	Верный результат, %	Верный результат, ед.	Верный результат, %
Нет дефекта	1	50	100	48	96,0
	2	50	100	50	100
	3	50	100	48	96,0
Дефект 1	1	50	100	50	100
	2	50	100	50	100
	3	50	100	50	100
Дефект 2	1	50	100	50	100
	2	50	100	50	100
	3	50	100	46	92,0
Средняя точность, %			100		98,222

Из таблицы 2 видно, что оба классификатора показали высокие результаты с достоверностью в среднем выше 95%. Эффективность классификации при помощи МОВ в среднем приблизительно на 2% выше, чем при помощи ИНС, что согласуется с результатами математического моделирования. Предельная достоверность классификации (100%) объясняется хорошей репрезентативностью исходных данных и выделенных из них диагностических признаков. Следует отметить, что различная эффективность классификатора на основе нейронной сети при одинаковых выборках обучающих и тестовых данных подтверждает важность процесса обучения и требует повышенного внимания к параметрам адаптивного алгоритма.

Сильная выраженность дефектов в исходных данных препятствует их использованию для оценке эффективности классификаторов при слабо развитых дефектах.

Повторные эксперименты выполнены при добавлении к исходным сигналам шума с нормальным законом распределения до достижения отношения сигнала к шуму 0 дБ. Для проведения эксперимента использовался способ формирования, нормирования и обработки обучающей и тестовой выборок, идентичный описанному выше. Максимальная размерность вектора диагностических признаков соответствовала числу эмпирических мод, используемых для анализа, и равнялась девяти для всех случаев. Результаты классификации представлены в таблице 3.

Таблица 3. Результаты классификации зашумленных эмпирических данных

	Номер цикла	МОВ		ИНС	
		Верный результат, ед.	Верный результат, %	Верный результат, ед.	Верный результат, %
Нет дефекта	1	50	100	39	78,0
	2	50	100	45	90,0
	3	49	98,0	45	90,0
Дефект 1	1	50	100	49	100
	2	49	98,0	50	98,0
	3	50	100	50	100
Дефект 2	1	41	82,0	43	86,0
	2	44	88,0	44	88,0
	3	46	92,0	48	96,0
Средняя точн., %			95,333		91,778

Из таблицы 3 видно, что оба классификатора обеспечили достоверность в среднем выше 90%. Эффективность классификации при помощи МОВ векторах в среднем приблизительно на 3,5% выше, чем при помощи ИНС. Достигнутая достоверность классификации (95,3%) согласуется с результатами, полученными предшествующими исследователями, и подтверждает преимущество алгоритма классификации МОВ над ИНС.

ВЫВОДЫ

Проведенное сравнительное исследование адаптивных алгоритмов, применяемых в современной вибрационной диагностике промышленного оборудования, позволяет заключить следующее.

1. Анализ литературных источников показал, что адаптивные методы выделения информационных признаков и классификации дефектов подшипников качения позволяют достичь большей достоверности принимаемых решений, чем неадаптивные.

2. Анализ современных достижений в исследуемой области свидетельствует, что разработанная система реализует наиболее эффективные методы выделения диагностических признаков и классификации состояний. К ним относятся: метод выделения диагностических признаков с адаптивным базисом – преобразование Гильберта-Хуанга, методы классификации дефектных состояний с адаптацией при помощи алгоритмов машинного обучения – машина на опорных векторах и искусственная нейронная сеть с обучением по алгоритму обратного распространения ошибки.

3. Оба исследованных классификатора характеризуются высоким качеством работы как с исходными данными математического моделирования (точность классификации 95,3% и 93,2% для МОВ и ИНС соответственно), так и эмпирическими

данными о состоянии подшипников качения с развитыми дефектами (100% и 98,2% соответственно) и дефектами на ранней стадии развития (95,3% и 91,7% соответственно).

4. Отмечено небольшое преимущество МОВ над ИНС, выраженное в большей скорости и предсказуемости результатов обучения, а также более высокой достоверности классификации (на 2-3,5%). Повышенная достоверность классификации реальных данных объясняется явной выраженностью дефектов и более высоким отношением сигнал/шум, чем при использовании математической модели. Искусственное зашумление исходных данных до отношения сигнал/шум 0 дБ, что соответствует дефектам на ранних стадиях развития, привело к сближению результатов эксперимента и моделирования и подтвердило высокую чувствительность предложенного метода диагностики неисправностей подшипников качения на ранних стадиях.

5. В итоге проведённого исследования выбран комплекс современных адаптивных алгоритмов, предоставляющих надежную базу для решения задач диагностики неисправностей подшипников качения на ранних стадиях развития дефектов.

Результаты работы планируется использовать для дальнейших исследований и внедрения в разработки средств диагностики ротационных механизмов в промышленности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уидроу, Б. Адаптивная обработка сигналов: Пер. с англ. / Б. Уидроу, С. Стирнз. – М.: Радио и связь, 1989. – 440 с.
2. Кан, Шоучян. Обнаружение дефектов вращающихся механических узлов на основе эмпирической декомпозиции мод вибрационных сигналов и машин на опорных векторах / Кан Шоучян. – Минск : РИВШ, 2011. – 138 с.
3. Sulochana Wadhwani. Fault Classification for rolling element bearing in electric machines / Sulochana Wadhwani, S. P. Gupta, Vinod Kumar // IETE journal of research. – 2008. – vol. 51, issue 4. – P. 262 – 273.
4. Khalid, F. Al-Raheem. Rolling bearing fault diagnostics using artificial neural networks based on Laplace wavelet analysis / Khalid F. Al-Raheem, Waleed Abdul-Karem // International Journal of Engineering, Science and Technology. – 2010. – vol. 2, issue 6. – P. 278 – 290.
5. D.H. Pandya. ANN Based Fault Diagnosis Of Rolling Element Bearing Using Time-Frequency Domain Feature / D.H. Pandya, S.H. Upadhyay, S.P. Harsha // International Journal of Engineering Science and Technology. – 2012. – vol. 4, issue 6. – P. 2878 – 2886.
6. Shuen-De Wu. Multi-Scale Analysis Based Ball Bearing Defect Diagnostics Using Mahalanobis Distance and Support Vector Machine / Shuen-De Wu, Chiu-Wen Wu, Tian-Yau Wu, Chun-Chieh Wang // Entropy. – 2013. – vol. 15, issue 2. – P. 416 – 433.
7. Давыдов, И. Г. Система квалиметрии подшипников качения на основе анализа вибрационного сигнала: дтс. … к-та техн. наук: 05.02.23 // И. Г. Давыдов. – Минск: 2005 – 199 с.
8. Huang, N. E. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis / N.E. Huang, Z. Shen, S. R. Long // Proc. of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1998. – №454. – С. 903 – 995.
9. Chih-Chung Chang, A Practical Guide to Support Vector Classification. / Chih-Chung Chang, Chih-Jen Lin. // Department of Computer Science, National Taiwan University [Электронный ресурс]. – Электронные данные. – Режим доступа. – URL: http://www.csie.ntu.edu.tw/~cjlin/libsvm/ (дата обращения 13.05.2014).

назад к содержанию

ОСОБЕННОСТИ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВ В АЭРОАКУСТИКЕ

Гончаренко Б.И., Ермолаева Е.О.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики, г.Москва

E-mail: gon-boris@yandex.ru

Проводимые в последние годы сотрудниками кафедры акустики работы по изучению «шумового загрязнения» территорий жилой застройки, находящихся вблизи железных дорог и трамвайных путей, а так же экспериментальные исследования звукового поля локальных шумовых зон (гоночная трасса, аэропорт, полигон) подтверждают необходимость нормирования, как уровней звукового давления, так и колебательной скорости частиц среды в целях контроля за уровнем шумности на низких звуковых частотах. Анализируются способы градуировки приемников градиента звукового давления в ближнем поле на воздухе в звукозаглушенной камере и в реальных помещениях.

ВВЕДЕНИЕ

В 1960-е гг. на кафедре акустики [1] под руководством С.Н. Ржевкина и Л.Н. Захарова сформировалось и получило развитие новое направление – векторно-фазовые методы в акустике, и в этой новой области мы находились на более высоком уровне по сравнению с зарубежными странами [2]. Несмотря на то, что данное направление развивается достаточно давно, оно получает все новые приложения в различных областях акустики. Причина в том, что использование векторно-фазовых методов информативнее традиционных, так как основан на измерении не только звукового давления, но и вектора колебательной скорости частиц среды или градиента звукового давления. Проводимые в последние годы сотрудниками кафедры работы по изучению «шумового загрязнения» территорий жилой застройки, находящихся вблизи железных дорог и трамвайных путей, а так же экспериментальные исследования звукового поля локальных шумовых зон (гоночная трасса, аэропорт, полигон) [1] подтверждают необходимость измерения, как уровней звукового давления, так и колебательной скорости частиц среды в целях контроля за уровнем шумности на низких звуковых частотах. Задача разработки метрологически обеспеченных методик градуировки векторных приёмников в аэроакустике по-прежнему остается актуальной.

ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВ НА НИЗКИХ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТАХ

Измерение шума на территории жилой застройки. Известно, что 70% города Москвы находится в зоне шумового загрязнения, где превышение допустимого уровня шума на территории города, в помещениях жилых и общественных зданий достигает 15-25 дБА. При этом для ряда территорий, например охраняемых природных объектов и парков, уровень шума вообще не нормируется. Важным вопросом в предотвращения роста негативного воздействия шумового загрязнения, особенно на низких звуковых частотах, является разработка нормативных документов, включающих как данные акустического поля звукового давления, так и колебательной скорости частиц среды или градиента звукового давления.

В настоящее время действуют Санитарные нормы (СН 2.2.4/2.1.8.562-96), которые устанавливают классификацию, нормируемые параметры и предельно допустимые уровни шума на рабочих местах, допустимые уровни шума в помещениях жилых, общественных зданий и на территории застройки в звуковом диапазоне частот. Отметим некоторые недостатки этого документа. Нормы регламентируют лишь допустимые уровни звукового давления, эквивалентные и максимальные уровни звука проникающего шума в помещения жилых и общественных зданий, при этом

структурный шум не регламентируется. Однако шум, возникающий внутри помещений зданий, находящихся, например, вблизи транспортных магистралей можно разделить на две составляющие [3]: проникающий шум, который возникает вне данного помещения и проникает в него через ограждающие конструкции, системы вентиляции, водоснабжения и т.д. и на структурный шум, являющийся результатом излучения звуковых волн вибрирующими поверхностями стен, пола и потолка самого помещения. Уровень структурного шума, связанный с проникновением вибраций внутрь здания и зависящий как от формы колебаний поверхности конструктивных элементов помещения, так и его акустических и геометрических характеристик, значителен в низкочастотном диапазоне.

На рис.1 приведены зарегистрированные спектральные уровни горизонтальной составляющей колебательной скорости *Vx*, направленной в сторону трамвайных путей, которые были измерены на улице и на разных этажах внутри учебного корпуса Московского энергетического института, расположенного на Красноказарменной улице, в момент прохождения трамвая.

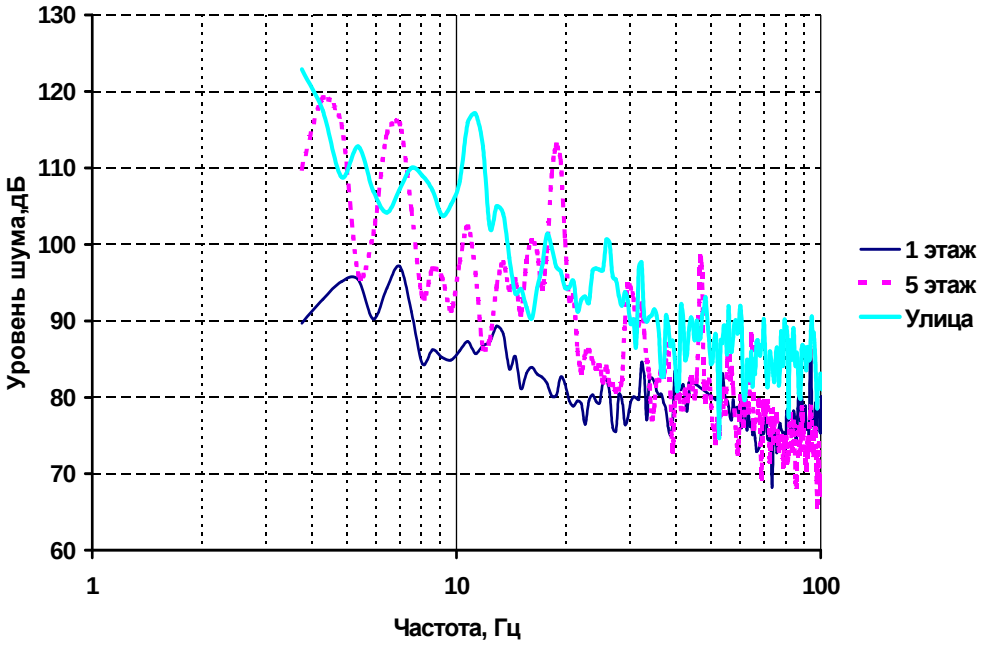


Рис.1. Спектральные уровни колебательной скорости V_x

Отметим, что в диапазоне частот ниже 100 Гц уровни составляющих колебательной скорости *Vx*, *Vy* и *Vz* на 10 – 35 дБ превышают соответствующие уровни звукового давления и достигают на отдельных частотах 110 – 115 дБ. Кроме того, уровень шума на 5 этаже здания, расположенного около трамвайных путей, в диапазоне частот ниже 100 Гц превышает на 10 – 20 дБ уровень шума на 1 этаже, что говорит о превалировании структурного шума. В диапазоне частот выше 100 Гц характер изменения амплитудно-частотных характеристик колебательной скорости и звукового давления одинаков: спектр не имеет выраженных экстремумов, уровни равномерно убывают с возрастанием частоты и не имеют существенных различий по амплитуде, т.е. шумовое поле является диффузным и шум проникает в здание в основном через окна (по воздуху). Полная характеристика акустического поля подразумевает обязательное измерение двух его параметров – акустического давления (скалярный параметр) и градиента звукового давления, или колебательной скорости частиц среды (векторный параметр). Под влиянием этих параметров поля формируются два механизма воздействия акустических волн на объекты: всестороннее сжатие с частотой колебаний под действием звукового давления в волне и раскачивание под действием

градиента звукового давления. Таким образом, на низких частотах для оценки уровней шумового поля в помещениях жилых и общественных зданиях регламентации должны подлежать как уровень звукового давления, так и уровень его градиента (или уровни колебательной скорости частиц среды).

Измерение шума около железнодорожных путей. Значительное место в решении проблемы борьбы с городскими транспортными шумами занимает снижение уровня шума от движения поездов, особенно в районе железнодорожных станций, где осуществляется их разгон и торможение. В диапазоне частот 10 – 1000 Гц в черте города около платформы Яуза были проведены измерения шума электропоездов типа ЭР2 при наличии акустического экрана высотой 4м [4]. Комбинированная приемная система, состоящая из приемника звукового давления и векторного приемника, располагалась на высоте около одного метра от земли и последовательно размещалась на разных расстояниях за акустическим экраном. Канал *Vx* был направлен в сторону железнодорожных путей, канал *Vy* - вдоль железнодорожных путей, а канал *Vz* – вертикально. При разгоне электропоезда отходящего от платформы уровни по каналам *Vx*, *Vy* и *Vz* в диапазоне частот 10 – 50 Гц превышали уровень канала *P* примерно на 10 – 20 дБ и достигали величины 100 – 115 дБ на частоте 10 Гц, а в его шумовом спектре появлялись дискретные составляющие (рис.2). С увеличением скорости электропоезда их уровень возрастал, а значения смещались в область высоких звуковых частот. В диапазоне частот выше 100 Гц уровни по каналам составляющих колебательной скорости примерно совпадал с уровнем звукового давления. Шумозащитные свойства акустического экрана уменьшались при увеличении расстояния между ним и электропоездом. Экспериментальные данные показали, что на частотах, когда длина волны соизмерима или превышала высоту акустического экрана, его шумозащитные свойства существенно уменьшались. Поэтому на низких звуковых частотах для правильной оценки уровней шумового поля на примагистральной территории следует измерять как уровень звукового давления, так и уровни составляющих колебательной скорости.

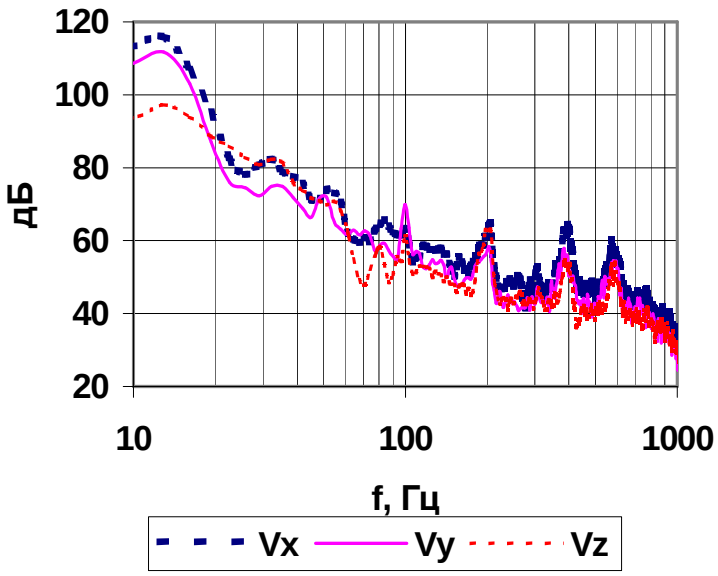


Рис.2 Уровни составляющих колебательной скорости шумов электропоезда, отходящего от платформы.

Измерение шума инфразвукового диапазона частот. В действующих санитарных нормах для инфразвукового диапазона частот нормируемым параметром является уровень звукового давления в октавных частотных полосах. При этом не учитывается, что реакция отдельных органов человека на акустические воздействия определяется не только уровнем звукового давления, но и градиентом давления, когда связь между звуковым давлением и колебательной скоростью частиц среды не является однозначной. Особенно это касается низкочастотных шумов аэро - или гидродинамического происхождения, таких как шум в узком участке тоннеля метрополитена при движении по нему поезда или на станциях метро, шум реактивных

и винтовых двигателей и т.п. [1] В этом случае средства измерений, реагирующие на градиент звукового давления, или колебательную скорость, будут испытывать воздействие на 20 – 40 дБ больше, чем на уровень звукового давления в волне. В замкнутых объемах существует возможность возникновения стоячих и близких к ним инфразвуковых волн, поэтому необходимо учитывать, что сильное воздействие на организм и измерительные приборы может происходить в той области пространства, где измеренное значение звукового давления близко к нулю, но наблюдается пучность градиента звукового давления (колебательной скорости частиц среды). Аналогичное явление наблюдается, когда исследуемая область находится в ближней зоне излучателя шума, которая для низких частот составляет десятки и сотни метров.

Измерение уровней шума суперкомпьютера. Хотя размеры суперкомпьютеров заметно уменьшаются, они по-прежнему требуют мощных систем охлаждения, которые и являются основными источниками шума. Как правило, в качестве систем охлаждения используются специальные блоки (чиллеры), вынесенные на улицу на достаточно удаленное расстояние от здания за пределы рабочих помещений и имеющие стандартные размеры 12м х 1,5м х 3м. Уровни постоянного широкополосного шума звукового давления в октавных полосах как на территории, прилегающей к рабочему корпусу, так и уровни шума, проникающего в здание, не должны превышать регламентирующих значений.

Были проведены измерения уровней шума рабочих блоков охлаждения суперкомпьютеров в летний и зимний периоды года. Как показали измерения, частотный диапазон излучаемого системой охлаждения шума находится в диапазоне от 20 до 6000 Гц с выступающими на 10 – 15 дБ дискретными пиками на частотах 30, 50, 100, 250, 740 Гц. Уровни звукового давления как с фронтальной, так и с торцевой сторон блоков охлаждения, по мере удаления от них уменьшаются, и на расстояниях 20 – 30 м составляет 66 – 67 дБА в летний период и 61 – 63 дБА в зимний период. Таким образом, в зимний период при наличии снежного покрова возникает дополнительное затухание уровня звукового давления примерно на 4 – 5 дБА. Наблюдается неоднородность излучения уровня шума, которая на расстоянии 2м – 3м с фронтальной стороны блоков охлаждения в области забора воздуха составила 3 дБА, с противоположной стороны - 2 дБА, с торцевых сторон блоков системы охлаждения - 3 дБА. По мере удаления от блоков системы охлаждения неоднородность звукового поля со всех сторон уменьшается и на расстоянии примерно 12м – 14м уже отсутствует. На прилегающей территории наблюдалось превышение измеренных уровней шума блоков системы охлаждения относительно допустимых уровней звукового давления. В целях уменьшения уровня шумности, требуется дальнейший анализ векторно - фазовой структуры шумового поля систем охлаждения.

Измерение наземных локальных низкочастотных источников шума. В целях исследования возможностей использования векторно-фазовых методов для решения задач регистрации и локализации наземных низкочастотных источников шума была проведена серия экспериментов по регистрации и пеленгованию сигналов от импульсных источников взрывного типа [5]. В качестве источников сигналов использовались выстрелы наземных артиллерийских орудий, а также разрывы снарядов на полигоне в летнее время. Приемная система состояла из двух комбинированных модулей, разнесенных между собой на расстояние 300м. Каждый модуль состоял их двух векторных приемников (ВП) и датчика давления. Один из ВП в каждом приемном модуле размещался в воздухе, второй был присыпан грунтом. При выстреле из орудий должно регистрироваться три вида сигналов. В момент вылета снаряда из ствола возникает импульсная волна, называемая «дульной»; снаряд, вылетающий из ствола орудия со сверхзвуковой скоростью, порождает «баллистическую» волну; третий импульсный сигнал возникает спустя достаточно большое время в области разрыва снарядов. В реальном эксперименте количество регистрируемых импульсов может

оказаться существенно больше, из-за многолучевого распространения, связанного с вертикальной стратификацией атмосферы, наличия ветра, неровностей земной поверхности и других причин. Полученные результаты позволили сделать выводы о формировании и распространении реальных акустических и сейсмических низкочастотных импульсных сигналов. Так сигналы, регистрируемые ВП, расположенным в земле, содержат больше высокочастотных составляющих, а уровни регистрируемых сигналов выстрела и разрыва (особенно, в случае «затяжных» во времени сигналов) часто существенно выше, чем регистрируемые аналогичным ВП, размещенным в воздухе. Последнее свидетельствует о том, что во многих случаях «затяжной» характер сигналов связан с интенсивным взаимодействием возбужденной выстрелом волны с землей, многократными переотражениями этих сигналов и возбуждением наведенных сейсмикой акустических волн. Не смотря на это, информация, снимаемая с каналов ВП, позволяет получить данные о пространственном распределении сигналов. Сигналы, зарегистрированные разнесенными приемными модулями, использовались для определения местоположения источника методом триангуляции.

ГРАДУИРОВКА ЗВУКОПРИЕМНИКОВ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Градуировка ВП на установках кафедры акустики. Внедрение в практику аэроакустических измерений приемников градиента давления (ПГД) ставит задачу метрологического обеспечения таких измерений. На кафедре акустике были разработаны методики и созданы установки для градуировки векторных приемников. В виду отсутствия специальных стандартов, касающихся ПГД, для определения их чувствительности в основном используется метод сравнения при использовании образцового приемника звукового давления и нахождении теоретической зависимости между компонентами звукового поля в условиях проведения градуировки.

В рамках договора о содружестве МГУ-ЗИЛ [6] были разработаны методы градуировки ПГД в ближнем поле в звукозаглушенной камере в различных диапазонах частот (Захаров Л.Н., Иванников А.Н., и др.). Особенность этих методов состоит в том, что при сопоставлении сигналов с ПГД и приемника звукового давления необходимо учитывать поправку на сферичность волны, которая зависит от типа излучателя и горизонтального расстояния между звукоприемниками и излучателем с учетом определения положения его акустического центра. Методики градуировки в звукозаглушенной камере физического факультета МГУ позволили градуировать ПГД как в низкочастотном 10 – 600 Гц, так и инфразвуковом диапазонах частот 5 – 10 Гц с точностью ± 1, 2 дБ.

Большой практический интерес представляет методика градуировки ПГД в ближнем поле на воздухе непосредственно в реальном рабочем помещении, наполненном стеллажами, столами, шкафами и т.д. [7]. В этом случае необходимо учесть поправку, обусловленную несовпадением в ближнем поле акустического центра звукоприемника с геометрическим центром сферы. Предложенная методика градуировки ПГД в «неприспособленном» помещении обеспечивает общую погрешность определения его чувствительности не хуже ± 1,5 дБ, а измерение фазовой характеристики в исследуемом диапазоне частот $\pm 10^0$.

На кафедре акустики были созданы две уникальные установки для градуировки векторных приёмников в диапазоне 2 – 500 Гц в вертикальном столбе колеблющейся жидкости с погрешностью не более 0.5 дБ, которая была метрологически аттестована, и в диапазоне 250 – 10000 Гц в незаглушённом гидроакустическом бассейне с погрешностью не более 1 дБ [6].

Работа в звукозаглушенной камере проводилась сотрудниками кафедры как по градуировке ПГД, так и настройке пятиэлементной приемной антенны, каждый комбинированной модуль (КПМ) которой состоял из приемника давления и приемника

градиента давления. Разработанная методика потом успешно использовалась при работе с комбинированной приемной антенной в морских условиях. Интересно отметить, что в этих же работах в звукозаглушенной камере впервые был опробован метод определения характеристики направленности сложных шумовых излучателей в любой наперед заданной плоскости, основываясь на однократном взятии на контрольной поверхности многокомпонентной выборки параметров поля давления и градиента давления и последующем ее расчете на РС, при использовании интегральной теоремы Гельмгольца [8].

ВЫВОДЫ

Важным вопросом в предотвращения роста негативного воздействия шумового загрязнения, особенно на низких и инфразвуковых частотах, является разработка нормативных документов, включающих как данные акустического поля звукового давления, так и колебательной скорости частиц среды. Это связано с тем, что для полной характеристики акустического поля необходимо измерение двух его параметров – акустического давления (скалярный параметр) и градиента звукового давления, или колебательной скорости частиц среды (векторный параметр). Проводимые в последние годы сотрудниками кафедры работы по изучению «шумового загрязнения» территорий жилой застройки, находящихся вблизи железных дорог и трамвайных путей, а так же экспериментальные исследования звукового поля локальных шумовых зон подтверждают необходимость таких измерений. При этом на низких частотах при нормировании допустимых уровней шумового поля в помещениях жилых и общественных зданиях следует учитывать не только уровень проникающего шума, но и величину структурного шума. Внедрение в практику аэроакустических измерений приемников градиента давления по-прежнему делает задачу, проводимую на кафедре акустике по разработке методик для их градуировки, актуальной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

назад к содержанию

1. Кафедра акустики сегодня. К 70-летию кафедры акустики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Отв. редактор О.А. Сапожников. М.: Физический факультет МГУ, 2013. — 100 с.
2. Wen Dong Zhang and coauthors. Research of DOA (direction of arrival) estimation based on single MEMS vector hydrophone // Sensors. — 2009. — № 9. — P. 6823-6834.— URL: www.mdpi.com/journal/sensors (дата обращения 14.05.2014).
3. Гончаренко Б.И. Акустическое загрязнение городских территорий железнодорожным транспортом // Мир измерений. — 2010. — № 4.— С. 6-13.
4. Гончаренко Б.И., Р.А. Миронов Р.А. Исследование поля шумов железнодорожного транспорта на низких звуковых частотах за акустическим экраном // Сб. трудов XX сессии РАО, Москва. — 2008. Т. 3.— С. 206-210.
5. Гончаренко Б.И., Гордиенко В.А. Звукопеленгаторы: особенности регистрации импульсных низкочастотных сигналов в воздухе приемными системами на базе векторных приемников // Сборник докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», МГУ, Москва. — 2011. — С. 29-34.
6. Кафедре акустики физического факультета 60 лет. Отв. редактор В.А. Гордиенко. М.: Физический факультет МГУ, 2003. — 132 с.
7. Гончаренко Б.И., Гордиенко В.А. О градуировке приемников градиента давления на воздухе в ближнем поле в «неприспособленных» помещениях // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2006. — №1. — С.40-44
8. Ermolaeva E.O. Goncharenko B.I., Gordienko V.A. Vector-phase methods in acoustics and solution of certain applied problems // Proceeding of Forum Acusticum, Budapest, Hungary. — 2005. — P. 23-26.

СЕКЦИЯ –Акустика океана

АНАЛИЗ ЛУЧЕВОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИСТОЧНИКА З ВУКА НА ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ
Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Кенигсбергер Г.В., Колодиев О.В., Коротин П.И. , Любавин Л.Я. , Моисеенков В.И.), Орлов Д.А., Потапов О.А. 3

ОЦЕНКА ПОПЕРЕЧНОГО РАДИУСА КОГЕРЕНТНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН
Луньков А.А., Rouseff D. 10

О ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МОРСКОЙ ВОДЕ
Шайдуров Г.Я., Кудинов Д.С., Романова Г.Н. 17

ТРЕХМЕРНО-АНИЗОТРОПНАЯ МОДЕЛЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ШУМОВ
Раевский М.А., Хилько А.И. 22

АДАПТИРОВАННОЕ К ИЗМЕНЧИВОСТИ СРЕДЫ МУЛЬТИСТАТИЧЕСКОЕ ГА НАБЛЮДЕНИЕ В ОКЕАНЕ
Хилько А.И., Смирнов И.П., Коваленко В.В., Мареев Е.А.
Малеханов А.И., Лучинин А.Г. 28

СТРУКТУРА БИСТАТИЧЕСКОЙ СИЛЫ ЦЕЛИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ
Хилько А.И., Смирнов И.П., Машошин А.И., Шафранюк А.В., Хилько А.А.,..... 32

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВЯЗЕЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ МЕЖДУ ВЫБОРОЧНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ШУМОВ В ЗАЛИВЕ ПЕТРА ВЕЛИКОГО ЯПОНСКОГО МОРЯ
Горовой С.В. 37

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ МОД НА ДВИЖУЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ В МЕЛКОМ МОРЕ
Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F 43

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА ПРОТЯЖЕННОЙ АНТЕННЫ НА ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫЙ МНОГОМОДОВЫЙ СИГНАЛ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ
Смирнов А.В., Малеханов А.И. 51

ВЛИЯНИЕ СТРАТИФИКАЦИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ОСАДОЧНОМ СЛОЕ ДНА НА ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ
Бородина Е.Л., Петухов Ю.В. 58

ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В БАРЕНЦЕВОМ МОРЕ
Вадов Р.А., Абакумова Н.К. 66

ЭФФЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ МОРСКОЙ СРЕДЫ
Авилов К.В., Глазов Ю.Е., Косарев О.И. 74

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ Артельный П.В., Наседкин А.В., Потапов О.А., Турчин В.И. 79

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СЛОЖНЫХ СИГНАЛОВ С «ХОРОШИМИ» АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ
Буренин А.В., Безответных В.В., Войтенко Е.А., Лебедев М.С., Стробыкин Д.С., Тагильцев А.А. 85

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ С МЯГКИМ ДНОМ
Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. 92

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СЛОЕ ГАЗОНАСЫЩЕННЫХ ОСАДКОВ
Гусев В.А. 100

О НЕЛИНЕЙНОМ ЗАТУХАНИИ ТОНАЛЬНЫХ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ДАЛЬНЕМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ОКЕАНЕ
Дюльдина Н.И. 106

ПРИМЕНЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ДЛЯ ШУМОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ В МЕЛКОМ МОРЕ
Кацнельсон Б.Г., Годин О.А., Jixing Qin , Заботин Н.А., Заботина Л.Е., Brown M.G., Williams N.J. 112

КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК И СЕЛЕКТИВНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПРИХОДОВ ДЛЯ ПОТОКОВЫХ ДАННЫХ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ВОДНОЙ СРЕДЫ
Половинка Ю.А. 120

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ
Бабий В.И. 128

ЧАСТОТНЫЕ СМЕЩЕНИЯ МАКСИМУМОВ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ, ВЫЗВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫМ ВОЛНЕНИЕМ
Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А. 136

ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ПРОСВЕТНОЙ ГИДРОАКУСТИКИ
Мироненко М.В., Карачун Л.Э., Василенко А.М., Пащенко А.Ю 144

АНАЛИЗ ЛУЧЕВОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА НА ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ

Вировлянский А.Л. [1)], Казарова А.Ю. [1)], Кенигсбергер Г.В. [2)], Колодиев О.В. [3)], Коротин П.И. [1)], Любавин Л.Я. [1)], Моисеенков В.И. [2)], Орлов Д.А.[1)], Потапов О.А. [1)]

[1)] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
[2)]Гидрофизический институт Академии наук Абхазии, г. Сухум (Республика Абхазия);
[3)]ООО НТЦ «Мониторинг», г. Нижний Новгород

E-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты натурных измерений поля точечного широкополосного источника звука, выполненных в Сухумской бухте. Целью эксперимента был анализ возможности использования приемной вертикальной антенной решетки для разрешения приходов и идентификации отдельных лучей в условиях сложного рельефа дна. Этот вопрос имеет важное значение для развития методов зондирования неоднородностей среды и локализации источника звука в шельфовой области. Звуковые импульсы с модуляцией частоты по линейному закону в диапазонах 1,7–3,2 кГц и 3–6 кГц излучались источником, погруженным в воду с борта дрейфующего катера на глубины 20 и 45 м. Поле регистрировалось с помощью вертикальной приемной антенной решетки длиной 12,6 м, установленной вблизи берега и почти полностью перекрывающей вертикальное сечение волновода в месте постановки. Расстояние между источником и решеткой варьировалось от 200 м до 1 км. В процессе обработки выполнялось сжатие принятых сигналов путем их корреляции с репликами излученных импульсов. Использование вертикальной антенной решетки позволило найти распределения интенсивности регистрируемого поля в плоскостях «время прихода – глубина» и «время прихода – угол прихода». Эти распределения найдены для нескольких расстояний между источником и решеткой. Сопоставление результатов обработки экспериментальных данных с результатами численного расчета лучевой структуры поля подтвердило возможность разрешения вкладов отдельных лучей при регистрации поля на малых глубинах. Лучше всего разрешаются приходы прямого луча, распространяющегося без отражения от границ, и луча, один раз отразившегося от поверхности воды. Удалось также идентифицировать приходы лучей, один-два раза отразившихся от дна и поверхности воды. Возможности разрешения и идентификации лучей с ростом дистанции ухудшаются из-за накапливающихся ошибок, связанных с неточным знанием параметров среды. Полученные результаты подтверждают возможность использования времен и углов прихода лучей в качестве информационных параметров при решении задач о локализации источника и зондировании неоднородностей на шельфе.

Неточность математической модели подводного звукового канала обычно является основным фактором, ограничивающим возможности согласованной со средой обработки гидроакустических сигналов [1]. Особенно остро проблема стоит в шельфовых областях, где для построения точной модели, как правило, не хватает надежной информации о рельефе дна и параметрах грунта. Однако даже в таких условиях обработка, согласованная со средой распространения (в англоязычной литературе – match field processing), может быть реализована, если при сопоставлении данных измерений и численного моделирования сравниваются компоненты сигналов, формируемые волнами, пришедшими на приемную антенную решетку без отражений от дна. Для демонстрации такой возможности сотрудниками Института прикладной физики РАН и Гидрофизического института Академии наук Абхазии в октябре 2013 г. был проведен совместный эксперимент в Сухумской бухте. Данная работа посвящена анализу сигналов, зарегистрированных в этом эксперименте. Для теоретического описания звукового поля используется приближение геометрической оптики [2]. Основное внимание уделено изучению проявлений лучевой структуры поля в распределениях амплитуд принятых сигналов в плоскостях "время прихода – угол прихода" и "время прихода – глубина".

Широкополосные импульсы излучались источником, погруженным с борта дрейфующего катера на глубины 20 и 45 м. Использовались звуковые сигналы с модуляцией частоты по линейному закону в интервалах 1700 – 3200 Гц и 3000 –

6000 Гц. Поле регистрировалось с помощью вертикальной приемной антенной решетки длиной 12,6 м, стационарно установленной вблизи берега и почти полностью перекрывающей вертикальное сечение волновода в месте постановки. Антенная решетка состояла из 64 элементов, расстояние между соседними элементами составляло 0,2 м. Глубина моря в месте приема составляла 13,8 м, нижний элемент решетки был установлен на расстоянии 0,5 м от дна. Во время измерений, результаты обработки которых приведены ниже, расстояние от дрейфующего катера до неподвижной антенной решетки варьировалось от 130 до 300 м. Расстояние между источником и приемником контролировалось с помощью GPS. На рис. 1 изображены профили скорости звука, измеренные в нескольких точках в районе звуковой трассы.

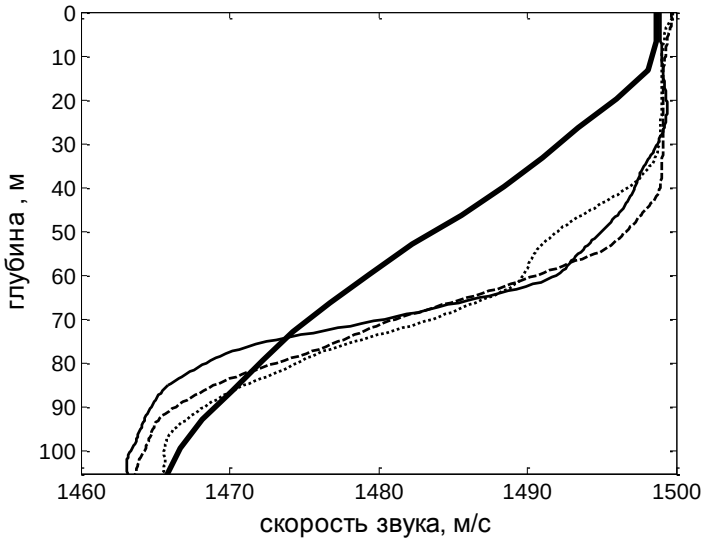


Рис.1. Профили скорости звука в районе проведения эксперимента.

На рис. 2 показан рельеф дна, использованный при выполнении численного моделирования, и изображены несколько лучевых траекторий, соединяющих источник S и центр антенной решетки Q. Около каждой траектории указан ее идентификатор $\pm M$, где ± – знак угла выхода луча из источника, а M – количество точек поворота. Здесь показаны примеры траекторий, которые приходят в решетку либо без отражений от поглощающего дна (идентификаторы 0 и +1), либо с небольшим количеством отражений (идентификаторы ±2). Именно такие лучи дают основной вклад в регистрируемое поле. Отметим, что лучи с идентификатором –1 на решетку не попадают.

Для анализа пространственно-временной структуры поля на антенной решетке выполнялось сжатие звуковых импульсов, регистрируемых отдельными элементами, путем их корреляции с репликой излученного сигнала.

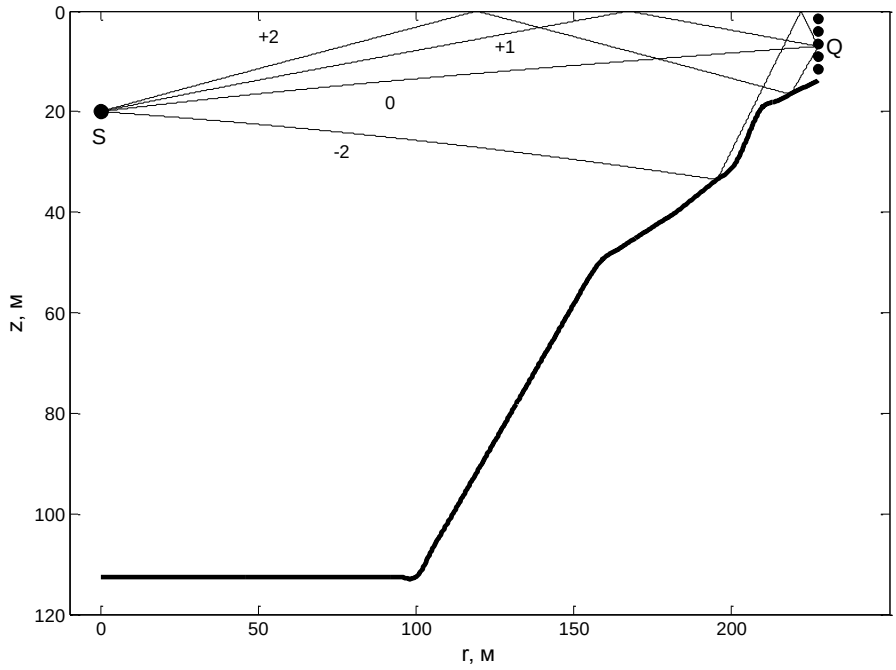


Рис. 2. Профиль дна, использованный в численных расчетах и примеры лучевых траекторий, которые соединяют источник и центр приемной антенной решетки. Около каждой траектории указан ее идентификатор.

В эксперименте излучались четыре типа звуковых импульсов с модуляцией частоты по линейному закону. Параметры сигналов указаны в Таблице 1. Импульсные сигналы A и C имели длительности 2 с и излучались без пауз. Сигналы B и D имели длительности 1 с и излучались с паузой 1 с. Таким образом, для всех сигналов период повторения составлял 2 с. Сигналы каждого типа излучались с двух указанных выше глубин (20 и 45 м). Глубина моря в месте излучения составляла около 100 м.

Таблица 1. Параметры излученных сигналов

	диапазон частот, Гц	длительность, с	пауза, с
сигнал A	1700 – 3200	2	0
сигнал B	1700 – 3200	1	1
сигнал C	3000 – 6000	2	0
сигнал D	3000 – 6000	1	1

На рис. 3 показаны распределения амплитуд сжатых импульсов в плоскости "время прихода – угол прихода" ($\tau - \chi$). Эти графики представляют функцию $\left|p(\chi,\tau)\right|$, где

$$p(\chi,\tau)=\sum_{n=1}^{N} p_n\left(\tau-\tau_n(\chi)\right),$$

$p_n(\tau)$ – сжатый сигнал на n-м элементе антенной решетки; N = 64 – количество элементов в решетке, $\tau_n(\chi)=\frac{z_n-z_c}{c}\sin\chi$ – задержка, введенная для выделения вклада волн, приходящих под углом скольжения χ; z_n – глубина n-го гидрофона; z_c – глубина центра антенной решетки; c – скорость звука вблизи антенной решетки. Здесь и на последующих графиках момент времени τ = 0 отвечает началу (сжатого) импульса, приходящего на самый глубокий гидрофон.

Отдельные максимумы или группы близко расположенных максимумов распределений амплитуды на рис. 3 формируются группами лучей, которые имеют близкие времена прихода и близкие углы прихода. Для проверки этого предположения был рассчитан веер из большого числа лучей. На каждой дистанции профиль скорости звука (от поверхности до глубины моря в этом месте) моделировался соответствующим фрагментом профиля, который на рис. 1 изображен сплошной жирной линией. В плоскости (τ – χ) приход луча, попадающего на апертуру антенной решетки, изображается точкой, координаты которой представляют собой время и угол этого луча на дистанции наблюдения. Сопоставление расчетов с данными эксперимента позволило выяснить, что отдельные максимумы и группы близко расположенных максимумов распределений амплитуды на рис. 3 формируются лучами с одинаковыми идентификаторами. Эти идентификаторы указаны на графиках.

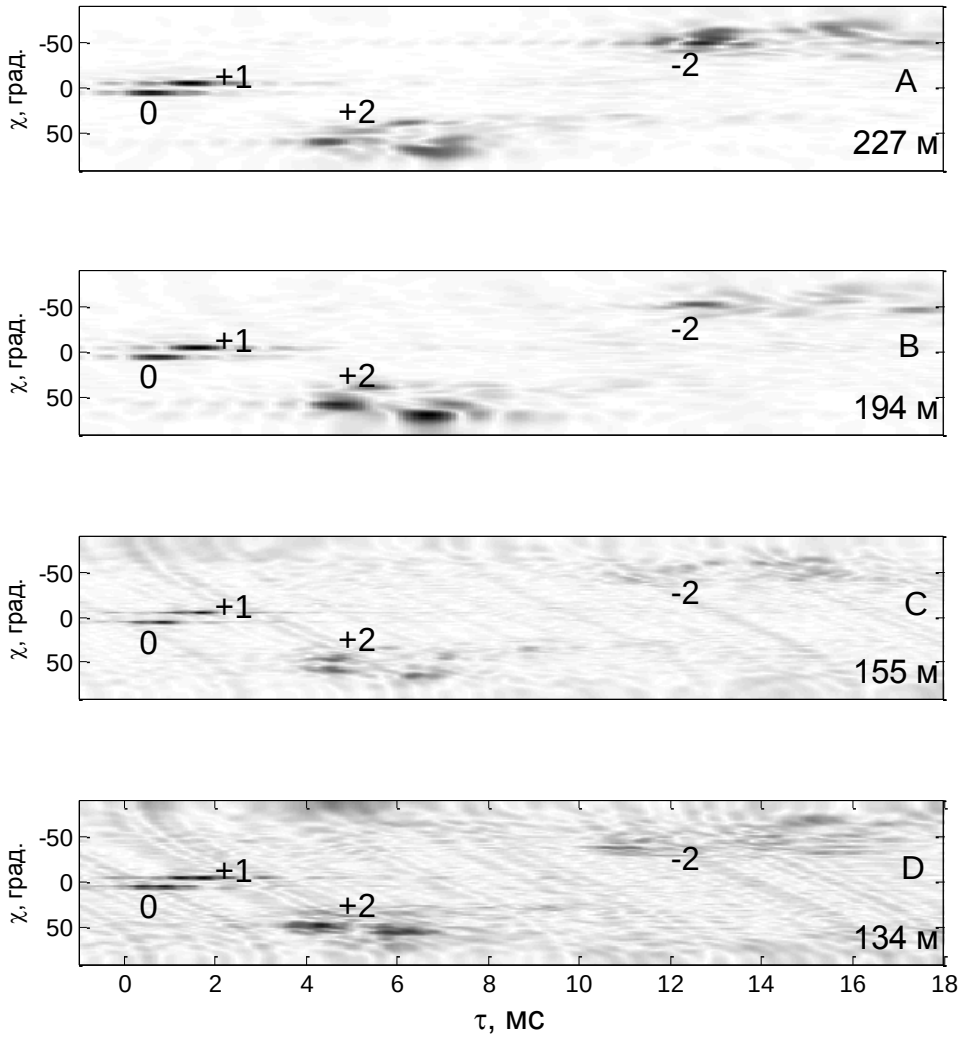


Рис. 3. Распределение амплитуды регистрируемого поля в плоскости "время прихода – угол прихода" при погружении излучателя на глубину 20 м. Каждый из четырех графиков построен по данным измерений одного из сигналов, перечисленных в Таблице 1. На графике указан тип сигнала (A, B, C или D) и расстояние между источником и антенной решеткой при излучении данного сигнала.

При этом оказалось, что приходы лучей с идентификаторами 0 и +1, распространяющихся без отражений от дна, очень точно попадают в два самых "ранних" (отвечающих наименьшим задержкам τ) максимума распределений амплитуды. Это хорошо видно на рис. 4, представляющем увеличенное изображение начальной части верхнего графика с рис. 3. Из-за неточного знания рельефа дна аналогичное соответствие для других максимумов распределения амплитуды, формируемых отраженными от дна лучами, установить гораздо сложнее. Нам удалось лишь выяснить, что для источника на глубине 20 м в распределении амплитуды имеются две компактные группы максимумов формируемые лучами с идентификаторами +2 и -2 (см. рис. 3).

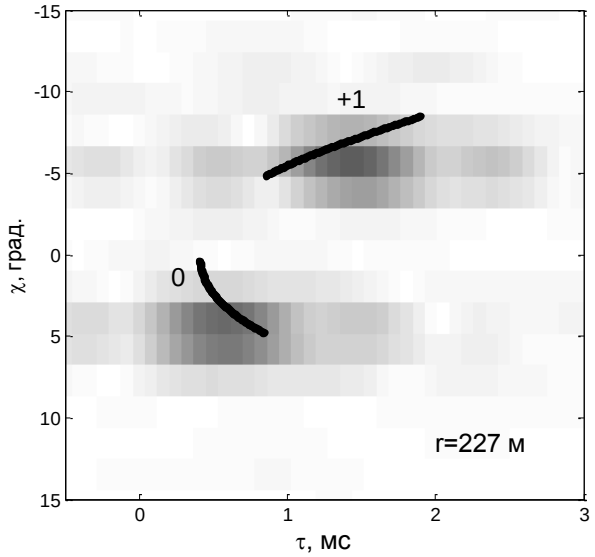


Рис. 4. Фрагмент верхнего графика на рис. 3, отвечающий временам прихода τ < 3 мс. Слившиеся черные точки изображают приходы лучей с идентификаторами 0 и +1.

На рис. 5 показаны распределения амплитуд сигналов разного типа при излучении с глубины 20 м. Несмотря на то, что сигналы разных типов излучались с несколько различающихся дистанций, указанных на графиках, распределения амплитуд, как и на рис. 3, имеют похожую форму.

Характерной особенностью всех графиков на рис. 5 является наблюдаемая при τ <3 мс область с относительно высокой амплитудой, имеющая форму буквы Λ. Она состоит из двух сегментов, формируемых вкладами лучей с идентификаторами 0 и +1, то есть теми же лучами, которые формируют устойчивые максимумы на рис. 3 и 4. На рис. 6 показан увеличенный фрагмент верхнего графика на рис. 5, представляющий приходы сигналов А с τ <3 мс. Черными точками показаны приходы лучей с идентификаторами 0 и +1, рассчитанные с помощью лучевой программы. Как видим, результаты расчетов хорошо совпадают с данными измерений.

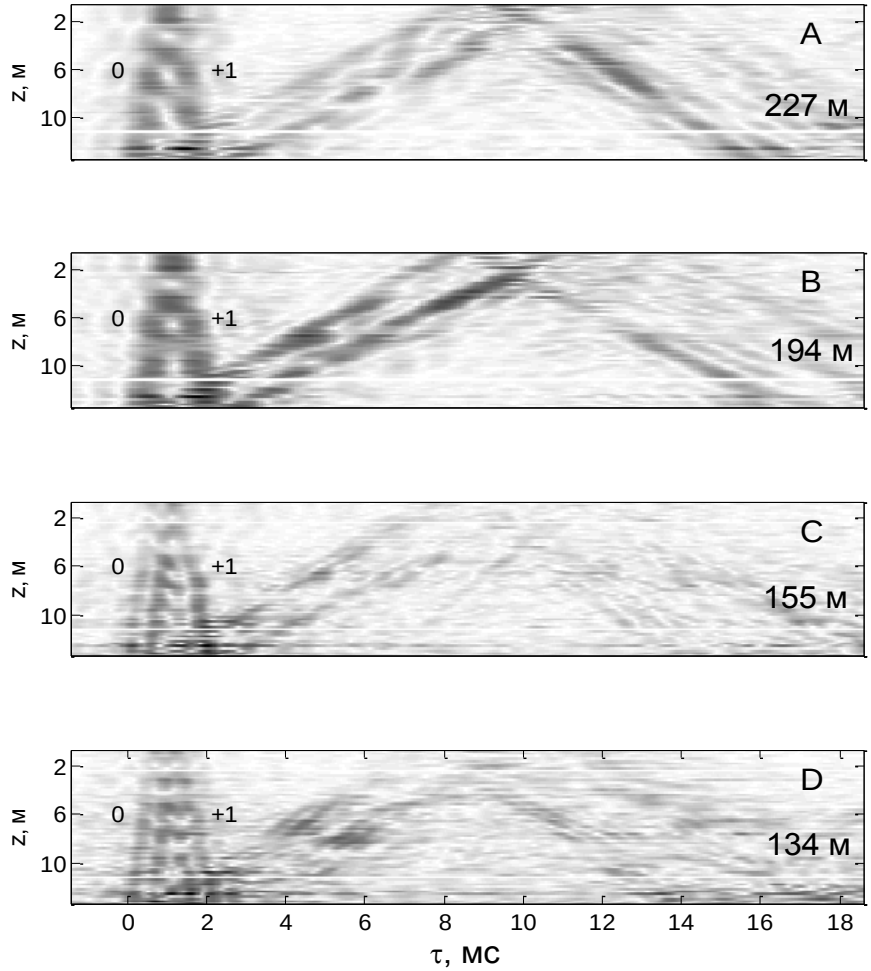


Рис. 5. Распределение амплитуды регистрируемого поля в плоскости "время прихода – глубина" при погружении излучателя на глубину 20 м. Каждый из четырех графиков построен по данным измерений одного из сигналов, перечисленных в Таблице 1. На графике указан тип сигнала (A, B, C или D) и расстояние между источником и антенной решеткой при излучении данного сигнала.

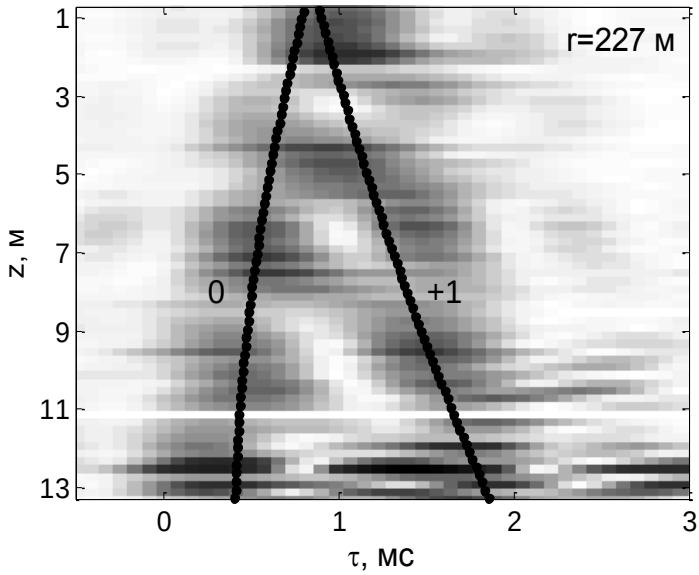


Рис. 6. Увеличенное изображение фрагмента верхнего графика с рис. 5, отвечающего задержкам $\tau < 3$ мс. Слившиеся черные точки показывают приходы лучей с идентификаторами 0 и +1.

Кратко суммируя сказанное, можно сделать вывод о том, что вклады лучей, распространяющихся без отражений от дна, удается уверенно разрешить и идентифицировать в распределениях амплитуд сигналов в плоскостях "время прихода – угол прихода" и "время прихода – глубина." Соответствующие максимумы хорошо видны на рис. 3–6. Дальнейший анализ экспериментальных данных показал, что компоненты сигналов, формируемые вкладами лучей с идентификаторами 0 и +1, могут быть предсказаны с точностью, достаточно высокой для использования результатов моделирования при оценке координат излучателя. Этот вопрос, однако, выходит за рамки данного сообщения. Он будет подробно рассмотрен в другой работе.

Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ № 13-05-90307.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., and Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics // IEEE J. Ocean. Eng. — 1993. Vol. 18, № 4. — P. 401–424.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. — 372 с.

ОЦЕНКА ПОПЕРЕЧНОГО РАДИУСА КОГЕРЕНТНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Луньков А.А.[1)], Rouseff D.[2)]

[1)] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия;*
[2)]*Applied Physics Laboratory, University of Washington, Seattle, USA*
Тел.: (499 5038384); Факс: (499 1358234)

E-mail: landr2004@mail.ru

В рамках теории адиабатических мод рассмотрена задача аналитической оценки поперечного радиуса когерентности звукового поля в мелководном волноводе в присутствии фоновых внутренних волн. Для описания вертикальных смещений жидкости использован спектр Гарретта-Манка, адаптированный под условия мелкого моря. Поле внутренних волн предполагалось изотропным. Для идеализированной модели волновода получены явные теоретические зависимости радиуса когерентности от расстояния до источника, частоты звука, плотности энергии внутренних волн и других параметров. Продемонстрировано качественное и количественное соответствие между результатами теоретических оценок и данными прямого численного моделирования. Осуществлено сравнение полученных значений поперечного радиуса когерентности с известными данными натурных экспериментов.

ВВЕДЕНИЕ

Определение пространственных и временных масштабов когерентности звукового поля в присутствии различных типов возмущений в мелком море важно как для решения прямых задач [1], связанных с изучением флуктуаций сигналов при их распространении в неоднородном волноводе, так и для решения обратных, в частности, пеленгования шумовых источников с использованием протяжённых антенн [2]. Во втором случае наибольшее внимание уделяется оценке поперечного радиуса когерентности. В зимних условиях, когда температура воды постоянна по всей толще или даже возрастает с ростом глубины, основной фактор, ограничивающий устойчивость звукового поля, – поверхностные волны, возбуждаемые на границе вода-воздух. В летний период времени из-за прогрева верхних слоёв жидкости образуется придонный звуковой канал, который экранирует звуковые волны от верхней взволнованной ветром поверхности. Указанный эффект в большей степени проявляется в условиях дальнего распространения, когда звуковое поле представлено лишь группой низших энергонесущих мод [3]. В этой ситуации главная причина снижения стабильности интерференционной картины – это гравитационные внутренние волны, генерируемые в слое резкого скачка температуры (термоклина). По своим пространственно-временным масштабам внутренние волны в мелком море можно разделить на три типа: 1) низкочастотные приливные и инерционные волны с периодом ~12 ч и длиной несколько десятков километров; 2) фоновые внутренние волны (линейные) с периодом от нескольких минут до нескольких часов и длиной до нескольких километров; 3) интенсивные высокочастотные солитоноподобные внутренние волны (нелинейные) с периодом в единицы минут и длиной порядка сотен метров, которые возникают только несколько раз в сутки и могут быть одиночными, либо сгруппированы в цуг [4]. Первый и третий типы возмущений, которые в основном наблюдаются в областях океанского шельфа, формируются на его кромке и поэтому обладают значительной анизотропией, могут быть описаны в рамках детерминированного подхода. Фоновые внутренние волны в отличие от солитоноподобных присутствуют всегда, являются преимущественно изотропными и представляют собой в большей степени случайный процесс, подчиняющийся некоторой статистике. Их описание проводится с привлечением аппарата теории стохастических процессов. Настоящая работа посвящена теоретическому изучению

влияния именно этого типа внутренних волн на поперечный радиус когерентности звукового поля.

Различные аспекты когерентности звукового поля в мелководных волноводах в присутствии внутренних волн были достаточно подробно исследованы теоретически [5,6], а также в рамках численного моделирования [5,7,8]. В работе [8] показано, что при узкой характеристике направленности поля внутренних волн поперечный радиус когерентности существенно зависит от направления акустической трассы и может изменяться от нескольких десятков до нескольких сотен длин волн. Среди работ, в которых проводится оценка степени когерентности звукового поля в мелком море в летний период, необходимо выделить экспериментальные работы В. Кери [9] и Дж. Линча [10], где было продемонстрировано, что поперечный радиус когерентности низкочастотного (до 500 Гц) звука на расстояниях до 40 км ограничен 30λ (λ – длина волны).

В настоящем исследовании осуществляется вывод аналитического выражения для пространственной корреляционной функции звукового поля, когда для описания смещений слоёв жидкости применяется спектр типа Гарретта-Манка, адаптированный под условия мелкого моря. Также в явном виде приводится выражение для поперечного радиуса когерентности звукового поля в зависимости от параметров сигнала, характеристик волновода и внутренних волн для упрощённой модели мелководной среды. Отметим, что в предыдущих публикациях, посвящённых аналитической оценке этого радиуса, часто используется упрощённая модель фоновых внутренних волн [5,6].

МОДЕЛЬ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Известно, что внутренние волны в глубоком океане успешно моделируются с использованием классического спектра Гарретта-Манка [11]. В мелком море этот спектр даёт завышенные значения интенсивности, однако после его корректировки, как было показано в [12], наблюдается удовлетворительное согласие между расчётными и экспериментальными данными.

В настоящей работе теоретическое описание вертикальных смещений слоёв жидкости $\zeta(x,y,z)$, обусловленных внутренними волнами в мелководном волноводе постоянной глубины D, проводится в декартовой системе координат (x,y,z) (См. рис. 1) в соответствии с модифицированным спектром Гарретта-Манка. Ось Z направлена вниз. Пространственная корреляционная функция для ζ в предположении о статистической однородности и изотропности внутренних волн в горизонтальной плоскости может быть записана в виде [13]

$$\left\langle \zeta(x_1,y_1,z_1)\zeta(x_2,y_2,z_2)\right\rangle = R_\zeta(x_d,y_d;z_1,z_2) = \sum_j \int F(\Omega,j) W_j(K;z_1) W_j(K;z_2) J_0(Kr_d)\, d\Omega \quad (1)$$

Здесь $x_d = x_2 - x_1$, $y_d = y_2 - y_1$, $r_d = \sqrt{x_d^2 + y_d^2}$, K, Ω - горизонтальное волновое число и частота внутренней волны, J_0 - функция Бесселя нулевого порядка. Собственные функции (вертикальные гравитационные моды) W_j определяются из решения дифференциального уравнения [4]

$$\frac{d^2 W_j}{dz^2} + \frac{N^2(z) - \Omega^2}{\Omega^2 - \Omega_i^2} K W_j = 0, \quad (2)$$

где $N(z)$ - профиль частоты плавучести, Ω_i – инерционная частота. В качестве частотного спектра внутренних волн в настоящей работе используется спектр типа Гарретта-Манка, адаптированный с учётом специфики мелкого моря [13]

$$F(\Omega,j) = (bE_{GM})(bN_0)^2 \frac{2}{\pi} \frac{\Omega_i}{\Omega^3} \sqrt{\Omega^2 - \Omega_i^2}\, H(j), \quad (3)$$

где $H(j) = 6/\pi^2 j^2$, $bN_0 = \int_0^D N(z)dz \equiv DN_{avg}$, bE_{GM} - множитель, относящийся к энергии внутренних волн и имеющий размерность длины (типичные значения 0.1 – 0.5 м) [14]. Этот множитель связан с энергией, приходящейся на единицу площади, формулой $E = \rho(bE_{GM})(bN_0)^2$, ρ - плотность воды. Для внутренних волн будем использовать следующее дисперсионное соотношение, справедливое для небольших частот $\Omega << \max(N(z))$

$$K = \frac{j\pi}{bN_0}\sqrt{\Omega^2 - \Omega_i^2} \tag{4}$$

В первом приближении вариации профиля скорости звука $\delta c(x,y,z) = c(x,y,z) - c_0(z)$ линейно связаны с вертикальными смещениями $\zeta(x,y,z)$:

$$\delta c(x,y,z) = -\frac{dc_0}{dz}\zeta(x,y,z) = GN^2(z)c_0(z)\zeta(x,y,z) \tag{5}$$

$c_0(z)$ - вертикальный профиль скорости звука в отсутствие внутренних волн. Для мелкого моря фактор G принимает значения около 0.8 с^2/м.

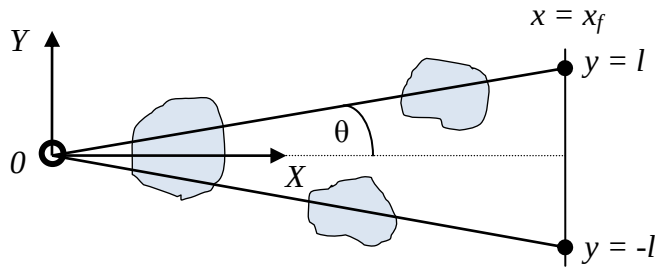


Рис.1. Схема модельной задачи (вид сверху).

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Рассмотрим ситуацию, когда звуковое поле возбуждается ненаправленным одиночным квазимонохроматическим источником с частотой $\omega = 2\pi f$, находящимся в точке $(0,0,z_s)$, и принимается на горизонтальную антенну, растянутую параллельно оси Y на расстоянии x_f и глубине z_f (см. рис. 1). Для определения поперечного радиуса когерентности в присутствии внутренних волн введём пространственную корреляционную функцию вида

$$R(2l) = \left\langle p(x_f, l, z_f)\, p^*(x_f, -l, z_f) \right\rangle \tag{6}$$

Такой вид корреляционной функции позволяет не осуществлять дополнительную компенсацию цилиндрического расхождения волнового фронта, т.к. расстояния до точек наблюдения остаются одинаковыми. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций, что в предположении об эргодичности процесса может быть эквивалентно усреднению за достаточно большой промежуток времени. Радиус когерентности L_{coh} удовлетворяет условию

$$R(L_{coh}) / R(0) = e^{-1} \tag{7}$$

Представим комплексную амплитуду звукового поля в виде суммы невзаимодействующих акустических мод (адиабатическое приближение) [3]

$$p(x_f, l, z_f) = \sum_m B_m e^{i\bar{q}_m r} e^{-i\varphi_m^{(l)}}, \tag{8}$$

где $B_m = (\bar{q}_m r)^{-1/2} \psi_m(z_s)\psi_m(z_f) e^{-\gamma_m r/2}$, $r = \sqrt{x_f^2 + l^2}$, $\psi_m(z)$ и $\bar{\xi}_m = \bar{q}_m + i\bar{\gamma}_m / 2$ - собственные функции (моды) и собственные значения для невозмущённого волновода в задаче Штурма-Лиувилля, $\varphi_m^{(l)}$ - набег фазы, связанный с присутствием внутренних волн, который можно выразить по теории возмущений как

$$\varphi_m^{(l)} = (\bar{q}_m \cos\theta)^{-1} \int_0^D \left(\int_0^r \delta c(x, \frac{l}{x_f} x, z) / c_0(z) dx \right) \psi_m^2(z) k_0^2(z) dz, \quad (9)$$

где $k_0(z) = \omega / c_0(z)$ - волновое число в волноводе без внутренних волн, $\theta = \arctan(l / x_f)$. Подставляя (8) в (6) и опуская члены, отвечающие за межмодовую интерференцию, получим

$$R(2l) = \sum_m B_m^2 \left\langle e^{-i(\varphi_m^{(l)} - \varphi_m^{(-l)})} \right\rangle \quad (10)$$

Для гауссовского случайного процесса это выражение можно переписать как

$$R(2l) = \sum_m B_m^2 e^{-\frac{1}{2}\left\langle \left| \varphi_m^{(l)} - \varphi_m^{(-l)} \right|^2 \right\rangle} \quad (11)$$

Вводя обозначение

$$s(l, z) = c_0^{-1} \int_0^{x_f} \left(\delta c(x, \frac{l}{x_f} x, z) - \delta c(x, \frac{-l}{x_f} x, z) \right) dx \quad (12)$$

и интегральный оператор вида

$$\mathbf{F}_z^{(m)}[s(l,z)] = (\bar{q}_m \cos\theta)^{-1} \int_0^D \psi_m^2(z) k_0^2(z) s(l,z) dz \quad (13)$$

представим (11) как

$$R(2l) = \sum_m B_m^2 e^{-\frac{1}{2} F_{z_1}^{(m)} F_{z_2}^{(m)} \langle s(l,z_1) s(l,z_2) \rangle} \quad (14)$$

Выражение в угловых скобках можно развернуть с учётом (5) и (1)

$$\langle s(l,z_1) s(l,z_2) \rangle = 2G^2 N^2(z_1) N^2(z_2) \times$$
$$\times \sum_j \int F(\Omega, j) W_j(K, z_1) W_j(K, z_2) \frac{2x_f}{K} \left(\cos\theta - \frac{\sin(2Kl)}{2Kl} \right) d\Omega \quad (15)$$

После интегрирования (15) по частоте Ω с учётом дисперсионного соотношения (4) и выражения для модифицированного спектра Гарретта-Манка (3) получим формулу для пространственной корреляционной функции

$$R(2l) = \sum_m B_m^2 e^{-\frac{4}{\pi^2}(bE_{GM})(bN_0)\Omega_i x_f (2l)^2 \sum_j A_j j^{-1} D_{mj}^2} \quad (16)$$

где $D_{mj} = (\bar{q}_m \cos\theta)^{-1} \int_0^D \psi_m^2(z) k_0^2(z) W_j(K_0; z) G N^2(z) dz$, $A_j = \frac{11}{6} - \gamma - \ln\left(j\pi \frac{2l\Omega_i}{bN_0} \right)$,

$\gamma = 0.5572..$ - постоянная Эйлера.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ДЛЯ ИДЕАЛИЗИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ВОЛНОВОДА

Чтобы найти выражение для поперечного радиуса когерентности в явном виде в простейшем случае сделаем следующие достаточно грубые упрощения в отношении параметров волновода. Первое: градиент скорости звука в водном слое мал, так что все акустические моды достигают верхней границы и могут быть аппроксимированы модами идеального волновода

$$\psi_m(z) = \sqrt{\frac{2}{D}} \sin\left(\frac{\pi m z}{D}\right) \tag{17}$$

$$\bar{q}_m = \sqrt{k_0^2 - (\pi m / D)^2}\ ,\ k_0 = \omega / \bar{c}_0(z)$$

Второе: частота плавучести имеет постоянное значение N_0 по всей глубине волновода. В таком случае гравитационные моды имеют вид

$$W_j(z) = \frac{1}{N}\sqrt{\frac{2}{D}} \sin\left(\frac{\pi j z}{D}\right) \tag{18}$$

Используя выражения (17) и (18) и полагая $\cos\theta \approx 1$, получим $D_{mj} = \frac{1}{\bar{q}_m}\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{2}{D}}\left(\frac{2\pi f}{\bar{c}_0}\right)^2 G N_0 \left(\frac{8m^2}{j(4m^2 - j^2)}\right)$ для нечётных j и $D_{mj} = 0$ для чётных. С учётом этого соотношения (16) можно записать как

$$R(2l) = \sum_m B_m^2 e^{-\frac{8}{\pi^4}\frac{k_0^4}{\bar{\xi}_m^2} G^2 (bE_{GM}) N_0^3 \Omega_i x_f (2l)^2 \sum_{j_{неч}} \frac{A_j}{j^3}\left(\frac{8m^2}{4m^2 - j^2}\right)^2} \tag{19}$$

В сумме по j в (19) будет доминировать слагаемое, относящееся к первой моде j = 1, и $\frac{8m^2}{4m^2 - j^2} \approx 2$, а $A_j \approx \ln(N_0/\Omega_i)$. Положим, что звуковое поле представлено низшими энергонесущими модами, для которых $\bar{\xi}_m \approx k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, и их амплитуды B_m равны между собой. Принимая во внимание все эти допущения и условие (7) запишем

$$L_{coh} = \left(8\left(\frac{4}{\pi}\frac{1}{D}\right)^2 G^2 N_0 \frac{E}{\rho} x_f \Omega_i A_1\right)^{-\frac{1}{2}} \lambda \tag{20}$$

Полученное выражение в явном виде демонстрирует, что поперечный радиус когерентности линейно зависит от длины акустической волны λ и глубины волновода D, а также обратно пропорционален квадратному корню из таких величин, как: расстояние до источника звука x_f, плотность энергии внутренних волн E, инерционная частота Ω_i. Оно может быть использовано для качественной оценки поведения радиуса когерентности при различных геометрических параметрах волновода и характеристиках внутренних волн.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Модельные расчёты пространственной корреляционной функции были проведены с использованием формулы (16) для типичных условий Атлантического шельфа США. Волновод имел постоянную глубину D = 80 м. Профиль скорости звука $c(z)$ и профиль частоты плавучести $N(z)$ представлены на рис.2. Дно рассматривалось как однородное жидкое поглощающее полупространство с параметрами: скорость звука 1600 м/с, плотность 1800 кг/м^3, коэффициент поглощения 0.33 дБ/λ. Энергетическая характеристика внутренних волн выбиралась равной bE_{GM} = 0.25 м, что соответствует плотности энергии E = 230 Дж/м^2 и среднеквадратичному значению вертикального смещения жидкости в термоклине σ_ζ = 3 м.

На рис. 3 показаны нормированные корреляционные функции (14) для отдельных акустических мод и для суммарного акустического поля частоты 400 Гц при расположении источника звука и приёмной антенны около дна на глубине 75 м. Как следует из анализа рис. 3, среднее значение поперечного радиуса когерентности равно примерно 130 λ. Наблюдается удовлетворительное соответствие с оценкой,

выполненной с использованием формулы (20), - 145 λ. Сравнение полученных цифр со средними величинами поперечного радиуса когерентности, рассчитанными в ходе прямых численных экспериментов для двух взаимно перпендикулярных направлений акустической трассы и сходных условий [1], показало хорошее согласие, что может говорить об адекватности сделанных при выводе формул (16) и (20) допущений.

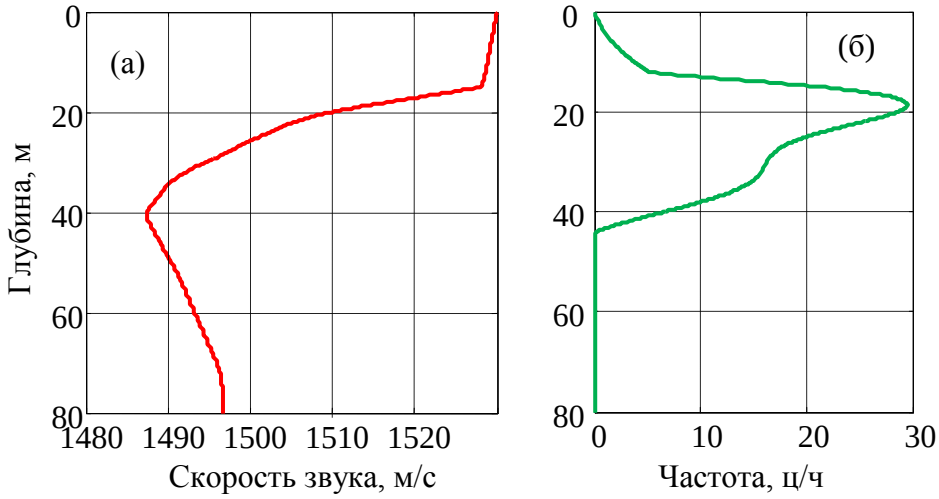


Рис.2. Параметры волновода. (а) – профиль скорости звука, (б) – профиль частоты плавучести.

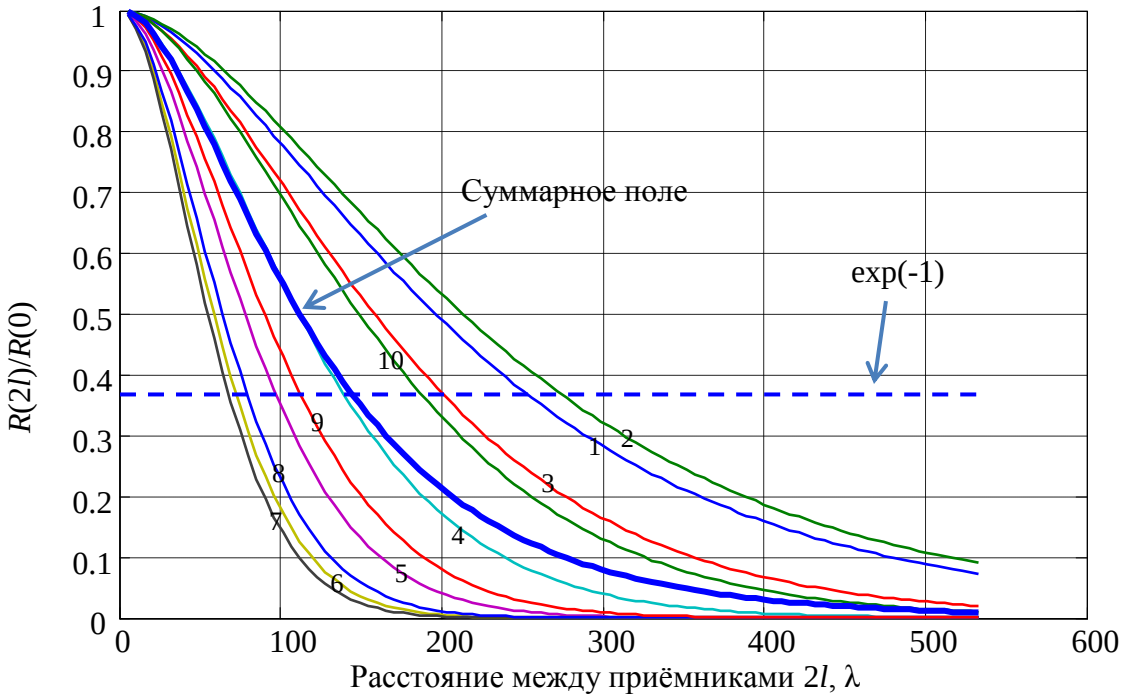


Рис.3. Нормированные пространственные корреляционные функции для отдельных мод и суммарного звукового поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено выражение для пространственной корреляционной функции звукового поля в перпендикулярном к акустической трассе направлении при наличии внутренних волн, описываемых модифицированным спектром Гарретта-Манка. На базе этого выражения выведена упрощённая формула для оценки поперечного радиуса когерентности в мелком море. Выполненные оценки (~ 100 длин волн) находятся в хорошем соответствии с результатами, полученными в других работах по численному моделированию [5,8]. Однако, при сравнении с экспериментальными данными, которые дают значительно меньшие значения (20-40 длин волн) для поперечного радиуса, вновь стоит отметить [6,8], что фоновые внутренние волны, по всей видимости, не являются главным источником разрушения когерентности звукового поля в мелком море. Здесь, скорее всего, основной вклад вносят (квази)детерминированные неоднородности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука. 2009. - 426 с.
2. Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: Состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. – 410 с.
3. Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. Fundamentals of shallow water acoustics. Springer, New York, Dordrecht, Heidelberg, London, 2013. - 540 p.
4. Коняев К.В., Сабинин К.Д. Волны внутри океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. - 272 с.
5. Carey W.M., Lynch J.F., Siegmann W.L., Rozenfeld I., Sperry B.J. Sound transmission and spatial coherence in selected shallow-water areas: measurements and theory // J. Comp. Acous. - 2006. Vol. 14, No. 2. - P. 265-298.
6. Lynch J.F., Duda T.E., Colosi J.A. Acoustical horizontal array coherence length and the “Carey Number” // Acoustics Today. – 2014. Vol. 10, No. 1. – P. 10-19.
7. Oba R. Finette S. Acoustic propagation through anisotropic internal wave fields: Transmission loss, cross-range coherence, and horizontal refraction // J. Acoust. Soc. Am. 2002. - Vol. 111, No. 2. - P. 769-784.
8. Луньков А.А.,Петников В.Г. Когерентность низкочастотного звука в мелком море при наличии внутренних волн // Акуст. Журн. 2014. - Т. 60, № 1. - С. 65-75.
9. Carey W.M. The determination of signal coherence length based on signal coherence and gain measurements in deep and shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1998. - Vol. 104, No. 2. - P. 831-837.
10. Duda T.F., Collis J.M., Lin Y.-T., Newhall A.E., Lynch J.F., DeFerrari H.A. Horizontal coherence of low-frequency fixed-path sound in a continental shelf region with internal-wave activity // J. Acoust. Soc. Am. 2012. - Vol. 131, No. 2. - P. 1782-1797.
11. Garrett C., Munk W. Space-time scales of internal waves: a progress report // J. Geoph. Res. 1975. – V. 80, No. 3. – P. 291-297.
12. Yang T.C., Yoo K. Internal wave spectrum in Shallow Water: Measurement and comparison with the Garrett-Munk model // IEE J. Ocean. Eng. 1999. – V. 24, No. 3. – P. 333-345.
13. Henyey F. S. et al. Effects of internal waves and turbulence on a horizontal aperture sonar // IEEE Ocean. Eng. 1997. – V. 22, No. 2. – P. 270-280.
14. Rouseff D., Tang D. Internal wave effects on the ambient noise notch in the East China Sea: Model/data comparison // J. Acoust. Soc. Am. 2006. – V. 120, №. 3. – P. 1284-1294.

О ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МОРСКОЙ ВОДЕ

Шайдуров Г.Я.[1)], Кудинов Д.С.[1)], Романова Г.Н.[2)]

[1)]Сибирский федеральный университет (Военно-инженерный институт),
[2)]Сибирский федеральный университет (Институт инженерной физики и радиоэлектроники), Красноярск

E-mail: GShaidurov@sfu-kras.ru, Kudinovdanil@yandex.ru, gromanovakrs@yandex.ru

Изучению взаимодействия физических полей разного происхождения в однородных и неоднородных средах с ионной проводимостью посвящено достаточно много работ.

Представляет интерес изучение сейсмоэлектрических и акустоэлектрических явлений, т.е. процессов, возникающих при одновременном возбуждении в среде упругих и электромагнитных полей. Несмотря на то, что эти процессы анализируются уже почти 100 лет, до сих пор соответствующие технологии не вышли из стадии отдельных экспериментов, что можно объяснить недостаточным развитием их теоретико-экспериментальных основ.

Видимо, первой работой на эту тему был патент Блау и Стэхема [1], которые описали изменение силы тока, проходящего через среду при наличии постоянной разности потенциалов между двумя электродами, под действием упругих колебаний. Это явление названо J-эффектом, или эффектом первого рода. J-эффект обусловлен изменением электрического сопротивления среды под влиянием упругих колебаний.

В докладе рассматриваются явления взаимодействия электромагнитных (ЭМ) и акустических (АК) волн в сплошной проводящей среде, и на границе раздела вода-воздух применительно к задачам радиосвязи с подводными морскими объектами.

Дается количественная оценка эффектов параметрической модуляции и демодуляции при совместном действии обоих типов волн, приводятся результаты лабораторных и натурных наблюдений.

С точки зрения кинетической теории электролитов получены соотношения для оценки количественной связи между электропроводностью воды, концентрацией солей, температурой, акустическим давлением.

Показано, что акустическое давление, вызванное облучением раствора ультразвуком, приводит к нелинейной зависимости его электропроводимости от плотности потока мощности акустического излучения.

При одновременном возбуждении в морской среде переменного электрического поля на частоте $f_э$ и акустического на частоте f_a возникает параметрический эффект, формирующий в среде колебания на $F= f_э- f_a$, что может служить основанием для реализации приема сигналов наземных радиостанций подводными морскими объектами на частоте более низкой, чем несущая частоте радиоволн указанных радиостанций, поскольку, с понижением частоты, существенно снижается поглощение электромагнитных волн морской водой.

Параметрический эффект взаимодействия ЭМ и АК поля особенно ярко появляется в скин-слое ЭМ волны в области подсвечивания поверхности воды ультразвуком, что может рассматриваться в качестве эффекта гетеродинирования радиосигнала.

Результаты экспериментальных исследований дают основания надеяться на техническую реализацию приема радиосигнала (РС) под водой без всплытия подводного аппарата (ПА). Данная проблема существует во многих задачах как оборонного, так и гражданского характера, в частности для осуществления

радионавигации и управления ПА, в том числе при подледном плавании, при сейсмическом зондировании земли в полярных районах, когда поверхность моря плотно закрыта паковыми льдами.

По результатам лабораторных исследований действие акустических колебаний на электропроводимость морской воды на три порядка превышает влияние гидростатического давления, однако этот эффект существенно зависит от частоты акустического излучения и связан с ускорением движения ионов примесных солей, создающих токи проводимости.

Явление рассеяния света на акустических колебаниях в жидкости и в твердых телах хорошо изучено и описано во многих работах [2]. В публикации [3] приведены результаты лабораторных наблюдений рассеивания ЭМ колебаний с длиной волны 8 мм на границе раздела вода-воздух при облучении поверхности воды подводным источником звука на частоте 45÷55 Гц.

Зависимость электропроводности воды от гидростатического давления с глубиной известна по справочным данным. Эффект генерации электромагнитного поля в электролите под действием акустического излучения предсказан Дебаем [4].

Авторами настоящего доклада, по-видимому, впервые получены результаты передачи телеграфных сигналов из-под воды в воздух в натурных условиях на озерах путем облучения поверхности воды АК излучателем на частотах 15 и 80 кГц снизу и считывание с воздуха радиолокатором диапазона 10 ГГц [5] (рис. 1).

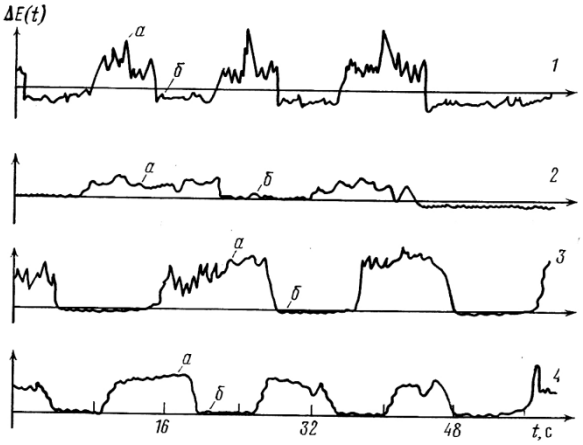


Рисунок 1 – Записи сигнала с ленты самописца при телеграфном режиме АК-излучателя при $f_э$=10 ГГц; проводимости воды σ, См/м; частоте АК-канала f_a, кГц и глубине погружения z, м соответственно: 1 – σ=1, f_a=80, z=0,9; 2 – σ=1, f_a=80, z=1,7; 3 – σ=0,1, f_a=80, z=3; 4 – σ=0,1, f_a=15, z=0,9. АК-излучатель (а) включен, (б) выключен

В этой работе приведены теоретические оценки зависимостей электропроводности, диэлектрической проницаемости и механического смещения границы раздела морская вода – воздух под действием АК излучения различных частот при разной степени солености воды.

Возможности реализации указанных явлений в задачах дальней морской связи с подводным аппаратом изложены в [6, 7, 8].

Экспериментальными работами в лабораторном бассейне нами наблюдался колебательный эффект взаимодействия ЭМ и АК колебаний в виде появления разностной частоты $f_э – f_a$ при одновременном пропускании через подсоленную водопроводную воду обоих типов излучения соответственно на частотах $f_э$=16,5 кГц и f_a=15кГц.

Этот эффект можно объяснить явлением управления электропроводностью воды АК излучением за счет колебательного смещения ионов растворенной соли NaCl под действием АК давления.

Однако экспериментом на более высокой частоте 175 кГц это явление не было обнаружено, что, по-видимому, связано с более низкой подвижностью ионов соли по сравнению с колебательной скоростью действующего АК излучения.

Ниже приводятся теоретические оценки действия АК излучения в электролите на его проводимость с использованием кинетической теории электролитов, изложены результаты экспериментальных работ, даются расчетные зависимости для энергетических параметров канала морской подводной радиосвязи берег – море, работающего на принципе параметрической демодуляции ЭМ волн АК излучением с подводного аппарата.

Плотность ионного тока в электролите под действием электрического поля E описывается соотношением [9]

$$j = n_0 q \varkappa E = (n_0^+ q^+ \varkappa^+ + n_0^- q^- \varkappa^-)E, \quad (1)$$

где n_0^+, n_0^- - число положительных и отрицательных ионов в 1 см^3;

q^+, q^- - заряды ионов;

$\varkappa^+, \varkappa^-$ - подвижность ионов, т.е. скорость, которую преобретают ионы под действием электрического поля E=1В/см.

Подвижность ионов зависит от природы электролита:

$$\varkappa = \frac{q\delta^2\nu}{6kT} * e^{-\frac{U_0}{kT}}, \quad (2)$$

где U_0 – энергия активации одного иона или диссоциации молекул в растворе в отсутствии внешних сил;

δ - длина свободного пробега иона (сравнима с размерами молекул);

ν - частота собственных колебаний молекул в месте закрепления иона, равная числу попыток молекулы в 1сек перескочить потенциальный барьер U_0;

k - постоянная Больцмана;

Т – температура по Кельвину.

Электропроводность любой жидкости сильно зависит от температуры. Из формулы (3) видно, что с увеличением температуры ионная проводимость должна расти. Величина по сравнению с членом $e^{-\frac{U_0}{kT}}$ при изменении температуры меняется незначительно. Значение А в первом приближении не зависит от температуры, В – постоянная величина для данной жидкости и данного сорта ионов.

Под действием акустического излучения с частотой изменяется термодинамический потенциал раствора, появляется разностная ЭДС за счет смещения ионов разных масс примесных солей.

С учетом несжимаемости жидкости, приращение температуры ΔT под действием акустического давления ΔP может определятся как:

$$\Delta T = \frac{\Delta P}{ct}, \quad (3)$$

где $ct = \frac{\alpha}{\beta}$ – постоянная, определяемая свойствами среды: α - коэффициент теплового расширения, отнесенный к единице объёма при P=const, β - изотермическая сжимаемость.

При этом связь электропроводности электролита с его параметрами и акустической частотой описывается как:

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{\Delta P}{ct}\left(\frac{B}{T_0^2} - \frac{1}{T_0}\right)\sigma_0 = \sigma_0 + \frac{\sqrt{20\rho c_a J} * 10^5}{981 * ct} cos(\omega_a t)\left(\frac{B}{T_0^2} - \frac{1}{T_0}\right)\sigma_0, \quad (4)$$

где $B = \frac{U_0}{k}$, σ_0 - проводимость среды при температуре T_0, ω_a - частота акустических колебаний, J – интенсивность (сила) звука в $\frac{Вт}{см^2}$, ρ – плотность среды, c_a - скорость распространения звука в среде, $\left[\frac{см}{сек}\right]$.

Если через электролит дополнительно пропустить электрический ток с частотой $f_э$ и напряженностью электрического поля:

$$E = E_m cos(\omega_e t),$$

то в растворе появляются токи комбинационных частот ω_a и ω_e

$$j = \sigma_0 E_m cos(\omega_e t) + + m_\sigma \sigma_0 E_m cos[(\omega_e + \omega_a)t] + m_\sigma \sigma_0 E_m cos[(\omega_e - \omega_a)t] \quad (5)$$

На рис. 2 приведены экспериментально полученные зависимости коэффициента параметрической демодуляции $m_э$ от величины тока возбуждения акустического излучателя на частоте 15 кГц для соленой воды концентрацией 2,5‰ (промилле) и водопроводная около 0‰. Максимальная величина коэффициента m=10^{-3} достигала при токе в излучателе 35 мА, что соответствовало интенсивности потока мощности акустического излучения 10^{-4} Вт/см^2. В водопроводной воде для этих же условий была получена величина $m_э$=$2 \cdot 10^{-5}$. Использовалась частота электрического поля 16,5 кГц.

Коэффициент параметрической демодуляции оценивался как:

$$m_э = E_{(э-а)} / E_э,$$

где $E_{(э-а)}$ – напряженность электрического поля частоты $f_э - f_a$ =1,5 кГц, $E_э$ – напряженность исходного электрического поля частоты 16,5 кГц.

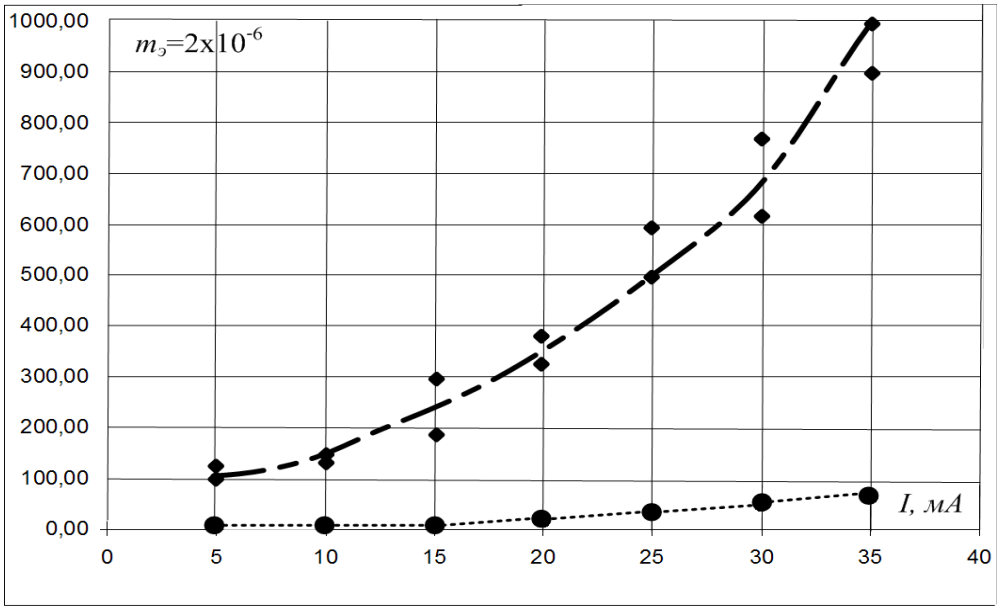


Рисунок 2 – Экспериментальные зависимости коэффициента параметрической модуляции от величины тока акустического излучателя

♦ - соленость воды 2,5‰;

● – соленость воды ≈0‰.

Таким образом, теоретическая оценка коэффициента параметрической демодуляции, полученная выше, была подтверждена экспериментом.

Для решения прикладных задач дальней радиосвязи с подводными морскими объектами можно использовать зависимость коэффициента $m_э$ от плотности потока мощности акустического излучателя J как:

$$m_e = 10^{-3}\sqrt{J}, \quad \text{где } J\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}\right].$$

В работе [7] дана сравнительная оценка энергетических потенциалов параметрического канала передачи и американских систем «Sangvin» и «Seafarer»,

работающих на частоте в районе 75 Гц, при дальности передачи 5000 км. На частоте параметрического канала 20 кГц выигрыш по электрическому моменту передающей антенны $I_э L_a$, как произведение тока в антенне $I_э$ на ее длину L_a, составил 187, что по энергетике это соответствует $3{,}5 \cdot 10^4$. Это вполне логично, с учетом соотношения рабочих частот обеих систем как $f_н/f_э = 20 \cdot 10^3/75 \approx 270$ и квадратичной зависимости от частоты энергетического потенциала передающей системы.

Выводы

Экспериментальные и теоретические оценки возможностей радиосвязи с подводными морскими объектами с использованием акустоэлектрических параметрических эффектов дают надежду на реализацию подобных систем и подтверждают целесообразность решения реальных прикладных задач в этом направлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Blau,L. Statham, USA, Pat. № 2054067., (1936).
2. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. М.: Сов. Энциклопедия. 1979. С. 400.
3. Тримейн Д., Ангелакос Д. //ТИИЭР. 1972. №6. С. 60.
4. Debue P. // J. Chem. Phys. 1933. Vol. 1. P. 13-20.
5. Шайдуров Г. Я., Лукьянчиков В. Н., Романова Г. Н. // Радиотехника и электроника, 1985. Т.30. № 11. – С. 21–36.
6. Романова Г.Н., Шайдуров Г.Я. О параметрической демодуляции электромагнитных волн ультразвуком на границе раздела вода-воздух // Радиотехника и электроника, 1991. Т.36, №2. – С. 410.
7. Шайдуров Г. Я. Потенциальные возможности параметрического канала передачи информации через границу раздела морская вода-воздух. Успехи современной радиоэлектроники, 2009. № 7. – С.41-48.
8. Шайдуров Г. Я. Параметрические радиотехнические системы // Journal of Siberian Federal University. Engineering & Technologies. 2011. №4. P.6-16.
9. Г. И. Сканави. Физика диэлектриков. Государственное издательство технической литературы, Ленинград (1949), с.500.

ТРЕХМЕРНО-АНИЗОТРОПНАЯ МОДЕЛЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ШУМОВ

Раевский М.А.[1)], Хилько А.И.[1, 2)]

1) Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород
2) Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Аннотация. Рассматривается теоретическая модель динамических шумов в плоскослоистых волноводах. С использованием модового представления поля дипольных ветровых источников, анализируются эффекты, как генерации шуми, так и дальнейшего его рассеяния развитом ветровом волнении. Исследуется вертикальная анизотропия (модовый состав) шумового поля, а также его горизонтальная анизотропия, обусловленная анизотропным характером эффектов рассеяния акустических мод на ветровом волнении с различными аппроксимациями его углового спектра. Приводятся результаты численного моделирования для типичных условий мелкого моря.

Для решения проблемы акустической томографии океана необходимо развитие теоретических моделей, как зондирующих акустических сигналов, так и акустических помех естественного происхождения. Одной из таких помех, постоянно наблюдаемых в натурных условиях, является динамический шум, генерируемый в океане источниками ветрового происхождения. Основная трудность построения теоретической модели динамических шумов океана заключается в последовательном описании волноводного распространения шумового поля, поскольку процесс генерации его ветровым волнением исследован относительно хорошо. В подавляющем большинстве работ рассматривалось формирование шумового поля в плоскослоистых волноводах [1]. К сожалению полученные при этом вертикальные угловые и глубинные зависимости приводили к заведомо неверным результатам в низкочастотном диапазоне $f \le 200$ Гц [2]. Для объяснения наблюдаемых особенностей низкочастотных динамических шумов были предприняты попытки построения более сложных моделей распространения путем учета как регулярных изменений профиля волновода [3], так и случайных флуктуаций его параметров [4, 5]. Результаты расчетов, проделанных для глубокого океана [4] и типичных условий мелкого моря [6] показали, что эффекты многократного рассеяния могут существенно изменить интенсивность шумового поля, его распределения по глубине, номеру моды (вертикальному углу), прогнозируемые упрощенной моделью распространения в плоскослоистом волноводе. Во всех этих исследованиях анализировалась вертикальная структура шумов, причем в горизонтальной плоскости акустическое поле считалось не только однородным, но и изотропным.

В данной работе эти результаты обобщаются на случай более реалистичной модели ветрового волнения с анизотропным угловым спектром. При этом возникает новый эффект – анизотропия шумового поля. Такое поле становится трехмерно-анизтропным. Поскольку сами источники ветрового происхождения традиционно считаются некоррелированными, вследствие этого, изотропным, то в плоскослоистом волноводе этот эффект обусловлен именно многократным рассеянием шумового поля на ветровом волнении. Рассмотрим акустическое поле, генерируемое дипольными источниками шума, однородно распределенными по свободной поверхности океанического волновода. Волновод предполагается плоскослоистым, с профилем звука *c(z)* и, вообще говоря, многослойным дном. Свободная граница волновода описывается уравнением $z = \zeta(r,t)$, где случайные вертикальные смещения $\zeta(r,t)$ со средним, равным нулю, обусловлены ветровым волнением. Будем полагать, что

среднеквадратичная амплитуда ветрового волнения $\sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}$ и верхняя граница низкочастотного диапазона шума ω_* удовлетворяет условию малости параметра Рэлея [7]:

$$\frac{\omega_*}{c_0}\sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}\sin\theta_{crit} << 1, \qquad (1)$$

где θ_{crit} - критический угол волновода, c_0 – скорость звука на невозмущенной свободной поверхности z=0. В случае модового описания поля это условие означает применимость теории возмущения при однократном рассеянии мод, локализованных в волноводе, то есть мод дискретного спектра. Ветровое волнение будем полагать стационарным, статистически однородным, но анизотропным. Поле ветровых источников шума даже в случае анизотропного волнения считается изотропным, поскольку формируется мелкомасштабными эффектами обрушения волн. Исходным для анализа является стационарное уравнение переноса для интенсивности мод в волноводе с нерегулярной границей [5], описывающее совместные эффекты рассеяния мод на ветровом волнении и генерации их дипольными источниками шума. В случае стационарного и статистически однородного поля шумов это уравнение имеет вид:

$$\sum_m W_{mn}N_m - \gamma_n N_n + Q_n = 0, \qquad (2)$$

где N_n - интенсивность моды с номером n, W_{mn} – вероятность перехода энергии между модами, γ_n - декремент затухания энергии когерентной компоненты моды n, Q_n - дипольный источник шума. При этом вероятность перехода между модами

$$W_{mn} = \frac{\pi}{2\kappa_m\kappa_n}\left(\frac{d\varphi_m}{dz}\right)^2\left(\frac{d\varphi_n}{dz}\right)^2\int_{-\infty}^{\infty} B\left(\kappa_n-\kappa_m,\kappa_y\right)d\kappa_y \qquad (3)$$

$$\gamma_n = \frac{1}{\kappa_n}\left(\frac{d\varphi_n}{dz}\right)^2\int_0^{\kappa_0} d\eta\sqrt{\kappa_0^2-\eta^2}\int_{-\pi}^{\pi} B\left(\kappa_p-\eta\cos\varphi,\eta\sin\varphi\right)d\varphi \qquad (4)$$

где κ_n - волновое число, $d\varphi_n/dz$ - производная собственной функции на невозмущенной свободной поверхности $z=0$, $B\left(\kappa_x,\kappa_y\right)$ - двумерный пространственный спектр ветрового волнения, $\kappa_0=\omega/c(0),\omega$ - частота спектральной гармоники шума. Приведенные выражения для W_{mn} и γ_n предполагают, что интересующая нас угловая гармоника спектра шумового поля ориентирована вдоль оси x декартовой системы координат $\{x,y\}$. Такое рассмотрение удобно для вычислений и, путем варьирования угла α между направлением вектора скорости ветра $\vec{V}$ и осью x, позволяет проанализировать угловой спектр динамического шума для всех значений угловой переменной α. Источник шума Q_n в силу его дипольного характера пропорционален квадрату производной $d\varphi_n/dz$, и имеет вид:

$$Q_n = \frac{\pi^2 s(0,0)}{4\rho_0^2\omega^2}\left(\frac{d\varphi_n}{dz}\right)^2. \qquad (5)$$

Здесь $s\left(\kappa_x\kappa_y\right)$ - двумерный спектр дипольного момента давления, ρ_0 - плотность воды. Отметим, что в формуле (4) для декремента γ_n учитывается рассеяние исходной моды как во все другие моды дискретного спектра, так и в моды сплошного спектра, то есть частичное излучение ее энергии из волновода. В случае необходимости учета эффектов затухания энергии моды в регулярном волноводе в выражении для γ_n следует добавить $2Jm(\kappa_n)$ (удвоенную мнимую часть волнового числа).

Для дальнейшего рассмотрения необходимо уточнить спектр ветрового

волнения. Мы будем рассматривать спектр полностью развитого волнения Пирсона-Московитца [8] с угловым распределением энергии $|\cos\theta|^l$. Для показателя «*l*» обычно используются различные четные значения $2 \le l \le 8$, поэтому мы будем считать его свободным параметром, характеризующим степень анизотропии ветрового волнения. Анизотропный спектр Пирсона-Московитца в переменных κ_x, κ_y имеет вид:

$$B(\kappa_x \kappa_y) = B_l \kappa^{-4} \exp\left(-\kappa_*^2 / \kappa^2\right) \cos^l(\theta - \alpha), \tag{6}$$

где $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ - модуль волнового числа, $\theta = arctg(\kappa_y / \kappa_x)$ - угловая переменная, α - направление вектора скорости ветра относительно оси *x*. Константа спектра B_l описывается формулой:

$$B_l = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{l}{2}+1\right)}{\Gamma\left(\frac{l+1}{2}\right)} B_0 . \tag{7}$$

Здесь $B_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $\Gamma(x)$ - гамма-функция.

При произвольных значениях частоты ω и скорости ветра *V* система уравнений (2-5) может быть решена лишь численными методами, но в интересующем нас диапазоне частот $f \le 200$ Гц и для типичных скоростей ветра $V \le 10$ м/с можно использовать приближенное ее решение. Действительно, по определению, декремент γ_n имеет вид:

$$\gamma_n = \sum_m W_{mn} + \int W_{n\varsigma} d\varsigma , \tag{8}$$

где второе слагаемое описывает рассеяние моды *n* в моды сплошного спектра, то есть излучение ее энергии из волновода. Таким образом, параметр

$$\varepsilon_n = \sum_m W_{mn} / \gamma_n \tag{9}$$

всегда меньше единицы. Более того, как показывают оценки, при типичных значениях критического угла волновода $\theta_{crit} \sim 0,2 \div 0,3$ и $V \le 10$ м/с в формуле (8) второе слагаемое для большинства мод превалирует над первым, то есть ε_n можно считать малым параметром и решение уравнения (2) искать в виде разложения по этому параметру:

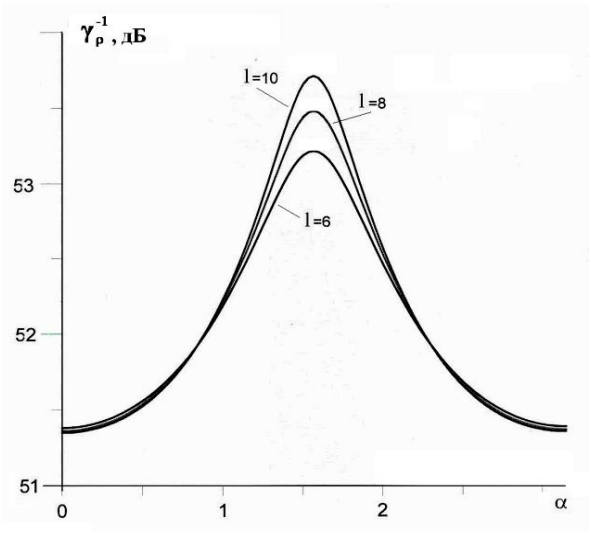
$$N_n = \frac{Q_n}{\gamma_n} + \frac{1}{\gamma_n} \sum \frac{W_{mn} Q_m}{\gamma_m} + \frac{1}{\gamma_n} \sum_{m,e} \frac{W_{mn} W_{en} Q_e}{\gamma_m \gamma_e} + \ldots . \tag{10}$$

Отметим, что учет объемного затухания дополнительно уменьшает параметр ε_n, а значит, улучшает сходимость ряда.

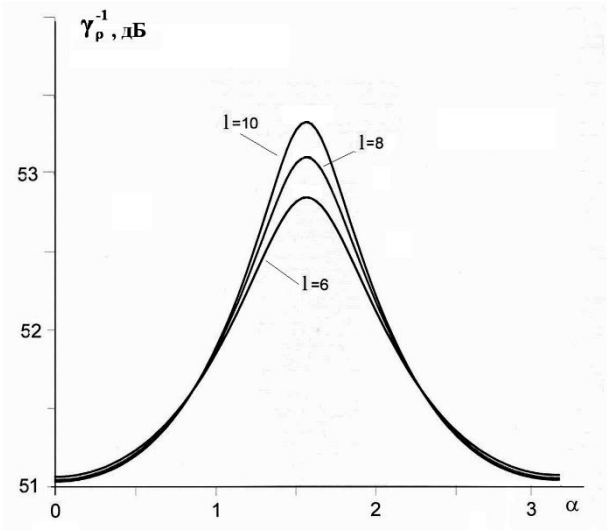
Далее угловой спектр динамического шума будет анализироваться в первом приближении этого разложения:

$$N_n^{(0)}(\alpha) = \frac{Q_n}{\gamma_n(\alpha)} . \tag{11}$$

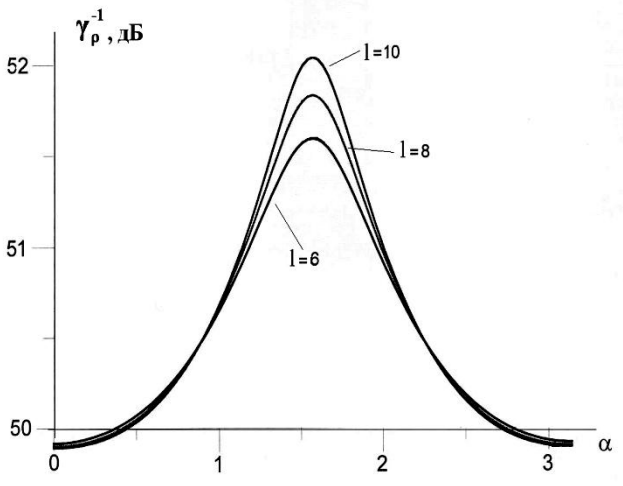
Выберем в качестве модели при проведении численных расчетов волновод с линейным профилем скорости звука (типичным для зимних условий распространения в мелком море), глубиной *H* = 300 м, *c* (0) = 1445 м/с, *c* (*H*) = 1450 м/с. Для дна возьмем двухслойную жидкую модель с параметрами: $\rho = 1,9$ г/см^3, $c_e = 1600$ м/с, $\beta_e = 0,1$ дБ/мкГц, $c_t = 0$, $\beta_t = 0$ при 300 м $\le z <$ 330 м; $\rho = 2.1$ г/см^3 $c_1 = 1800$ м/с, $\beta_e = 0,05$ дБ/мкГц, $c_t = 0$, $\beta_t = 0$ при 330 м $\le z < \infty$. Рассмотрим угловую зависимость интенсивности шума $N_\rho(\alpha)$ для частоты *f* = 200 Гц и средней скорости ветра



а



б



в

Рис. 1. Угловая зависимость величины γ_ρ^{-1} для частоты f = 200 Гц, скорости ветра V = 10 м/с и мод с различными номерами $p=1$ (а), $p=5$ (б) $p=10$ (в) и различных значений индекса анизотропии углового спектра ветрового волнения l.

V =10 м/с, используя формулу (11). Поскольку источник шума θ_p считается изотропным, то угловая зависимость $N_\rho(\alpha)$ в этом случае определяется функцией γ_ρ^{-1}. Поэтому, чтобы не обсуждать модельный спектр дипольного момента $S(\kappa_x,\kappa_y)$, фигурирующий в выражении для источника шума (5), мы приведем результаты численного моделирования для $\gamma_\rho^{-1}(\alpha)$. Соответствующие угловые зависимости для мод с номерами $p=1,5,10$ и различными значениями индекса анизотропии углового спектра ветрового волнения *l* приведены на рис.(1).

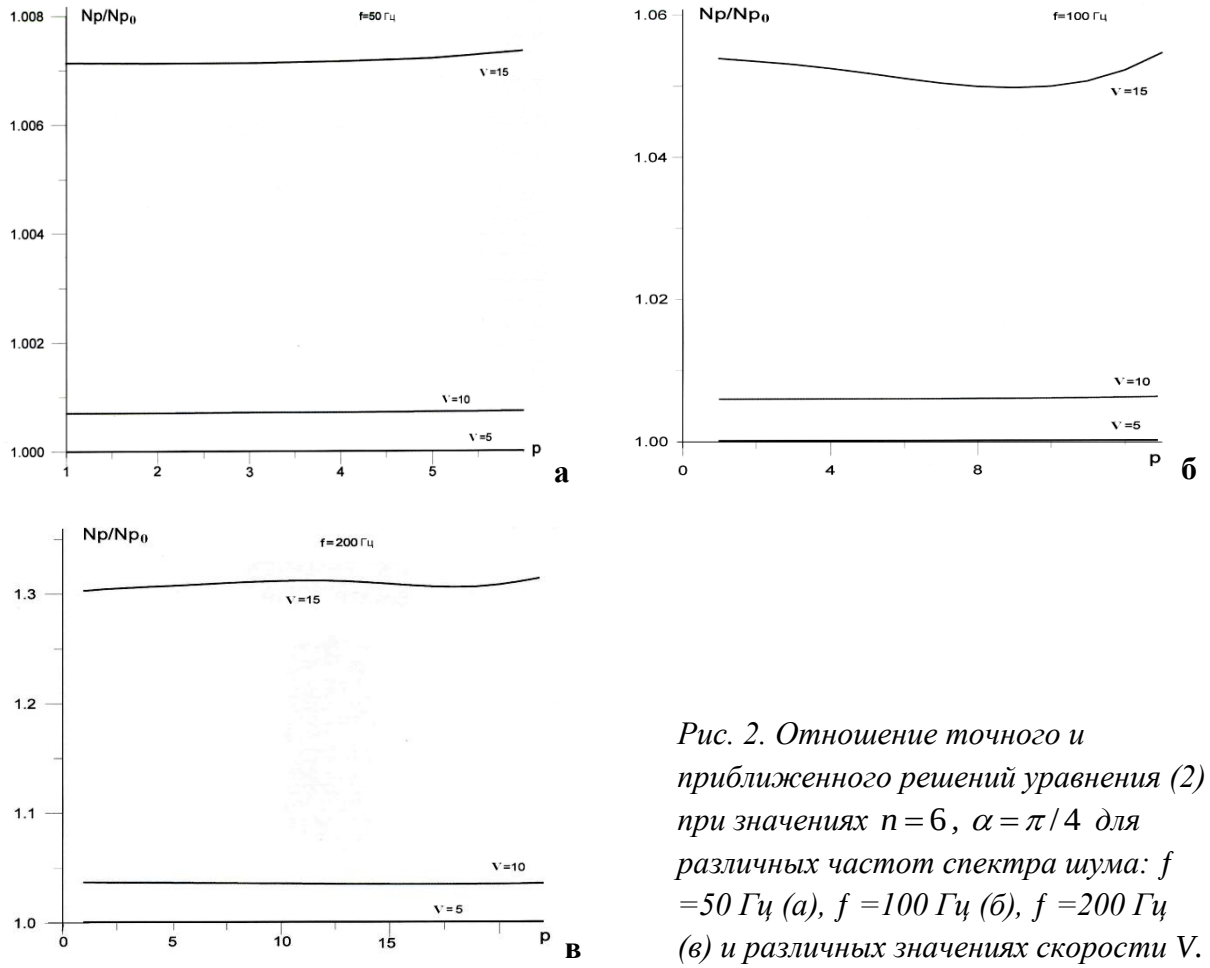


Рис. 2. Отношение точного и приближенного решений уравнения (2) при значениях $n=6$, $\alpha=\pi/4$ *для различных частот спектра шума: f =50 Гц (а), f =100 Гц (б), f =200 Гц (в) и различных значениях скорости V.*

Заметим при этом, что в силу симметрии углового спектра шума относительно направления вектора скорости ветра, достаточно его анализировать в диапазоне углов $0\le\alpha\le\pi$. Прежде всего, следует отметить, что спектр динамических шумов имеет максимум в направлении перпендикулярном направлению ветра и, соответственно, минимум в направлении ветра. Величина анизотропии углового спектра слабо зависит от номера моды *p*, но весьма существенно зависит от показателя анизотропии углового спектра ветрового волнения *l*. Чтобы оценить точность рассматриваемого приближенного решения, было также проведено сравнение точного решения уравнения переноса (2) и приближенного решения (11) при среднем значении показателя анизотропии спектра ветрового волнения $l=6$ и значении угла $\alpha=\pi/4$. На рис. (2) приведены соответствующие значения отношения $N_\rho / N_\rho^{(0)}$ для трех значений частоты и, соответственно, трех значений скорости ветра. Видно, что при умеренном ($V=10$ м/с) и, тем более, слабом ветре точность приближенного решения

$N_\rho^{(0)}$ вполне достаточна во всем низкочастотном диапазоне $f \leq 200$ Гц. В случае сильного ветра ($V > 10$ м/с) она удовлетворительна в диапазоне $f \leq 100$ Гц. Для расчетов характеристик динамического шума с более высокой частотой $f \sim 200$ Гц при сильном ветре следует учитывать следующие члены разложения (10).

В заключение отметим, что анализируемые выше распределения $N_\rho(\alpha)$ позволяют в приближении ВКБ [7] получить и трехмерные угловые спектры шума на произвольной глубине [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

a. *Фурдуев А.В.* Шумы океана // Акустика океана. — М.: Наука. — 1974. — С. 615.
b. *Курьянов Б.Ф.* Подводные шумы океана // Акустика океана. Современное состояние. — М.: Наука. — 1982. — С. 164-174.
c. *Курьянов Б.Ф.* Низкочастотные акустические шумы океана / Тр. Десятой Всесоюзной конференции. Пленарные доклады. — М.: Наука. — 1983. — С. 42.
d. *Артельный В.В., Диденкулов И.Н., Раевский М.А*. Низкочастотные динамические шумы в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. — 1988. — Т. 34. — № 1. — С. 12-18.
e. *Артельный В.В., Диденкулов И.Н., Раевский М.А.* Низкочастотное шумовое поле в океане с взволнованной поверхностью // Акуст. журн. — 1988. — Т. 34. — № 6. — С. 972-978.
f. *Раевский М.*А., *А.И. Хилько* Теоретическая модель низкочастотных динамических шумов в мелком море // Изв. ВУЗ. Радиофизика. — 2006. — Т.49. — №3. — С.199-206.
g. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. — Л.: Гидрометеоиздат. — 1982. — 262 с.
h. *Давидан И.Н., Лопатунин Л.И., Рожнов В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. — Л.: Гидрометеоиздат. — 1985. — 256 с.

АДАПТИРОВАННОЕ К ИЗМЕНЧИВОСТИ СРЕДЫ МУЛЬТИСТАТИЧЕСКОЕ ГА НАБЛЮДЕНИЕ В ОКЕАНЕ

Хилько А.И.[1, 2)], Смирнов И.П.[1)], Коваленко В.В.[1, 3)], Мареев Е.А.[1)], Малеханов А.И.[1, 2)], Лучинин А.Г.[1)]

1) Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород
2) Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
3) Научный совет по комплексной проблеме «Гидрофизика» РАН

E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Аннотация. Анализируются физические основы сетецентрического многопозиционного гидроакустического наблюдения с использованием зондирующих сигналов и пространственно-частотных фильтров приемных систем, адаптированных к параметрам нестационарных и пространственно-неоднородных волноводов. Рассмотрены методы адаптивного управления мультистатической системой наблюдения в ВЧ и НЧ диапазонах, удовлетворяющие требованиям экологической безопасности и эффективности.

Постоянный эффективный мониторинг океана позволяет обеспечить развертывание в конкретных морских районах системы, состоящей из совокупности пространственно распределенных, работающих совместно пассивно-активных гидроакустических (ГА) элементов [1-4]. Отношение уровней сигналов и помех в такой системе существенно меняется в процессе наблюдения из-за нестационарности условий наблюдения и изменчивости наблюдаемых неоднородностей. В этой связи, состав, структура таких интегрированных сетевых систем (ИСС) и алгоритмы совместной работы их элементов, включая принятие решений и управление работой, должны оптимизироваться с учетом особенностей решаемых задач и условий наблюдения. И, следовательно, системы должны обладать адаптивными свойствами, что позволяет минимизировать энергоресурсы, необходимые для работы отдельных элементов и системы наблюдения в целом. В соответствии с этим ИСС должны являться совокупностью элементов-технологий, включающих в себя акустические и неакустические приемные подсистемы, источники зондирующих сигналов, элементы акустической связи, подсистемы геофизических датчиков, а также центральные элементы сетей, обеспечивающих решение задач адаптивного наблюдения и управления потенциалом. Рациональная структура ИСС должна определяться гидролого-геофизическими условиями района, требуемой эффективностью наблюдения и требованиями по минимизации необходимых энергоинформационных ресурсов [2]. В этом случае функционирование ИС системы представляет собой процедуру, включающую тестирование сетевых элементов, оптимизацию активации элементов и их адаптацию к изменениям среды. Создание ИСС может основываться на теории сенсорных сетей, специализированных для работы под водой, теории сложных систем, достижения подводной акустики, а также на современных технических и технологических достижениях в области сенсоров, источников сигналов, цифровой техники обработки, передачи и представления данных и морской робототехники [1-4]. Имитационное моделирование позволяет выполнить обоснование и системное проектирование ИСС путем применения моделей элементов ИСС, наблюдаемых неоднородностей, океанологических условий конкретных районов, помех, адаптированных к океанической среде зондирующих акустических сигналов, дифракции зондирующих сигналов локализованными и случайно распределенными неоднородностями, а также моделей передачи, сбора и обработки данных от распределенных систем и управления ими. На основе использования указанной модели обеспечивается прогноз эффективности вариантов ИСС для различных целей, районов и

условий наблюдения, с учетом критериев эффективность-стоимость. Основным способом достижения требуемой зональной эффективности при выполнении условий скрытности для парциальных элементов-технологий является использование при их работе адаптированных к среде высококогерентных зондирующих сигналов и методов фильтрации и накопления полезных сигналов при приеме, что обуславливается и энергетическими ограничениями. Сбор, объединенная обработка данных, отображение информации, управление подсистемами и принятие решений осуществляются мастер-элементами ИСС. Адаптированное к тактическим задачам и условиям управление процессом наблюдения обеспечивается оптимальным выбором решающих правил и критериев, а также может основываться на использовании морских роботизированных устройств в виде буксируемых, либо автономных, преимущественно подводных аппаратов различных типов, способные нести сенсорное, связное (ретрансляционное) и навигационное оборудование. Различные варианты ИСС должны быть оборудованы средствами позиционирования и синхронизации работы составляющих ее элементов, а также подсистемы гидрофизических датчиков, обеспечивающих актуализацию океанологических данных.

Низкочастотная маломодовая акустическая томография океана, состоящая из пространственно разнесенных вертикально ориентированных решеток, излучающих и принимающих сложно модулированные маломодовые импульсы является одним из примеров такой подсистемы [5]. В такой системе согласование зондирующих импульсов со средой осуществляется путем излучения и приема распространяющихся с малыми потерями в ГА волноводе маломодовых сигналов. Работа такой ИСС заключается в фокусировке каждого из ее элементов в заданную точку наблюдения и принятия решений при оценке параметров наблюдаемой неоднородности при использовании суммарной вероятности наблюдения, получаемой при накоплении вероятностей каждой томографической проекции. Это позволяет наблюдать относительно крупные неоднородности в пределах больших районов наблюдения. При необходимости наблюдения более мелких неоднородностей, система маломодовой томографии может быть дополнена высокочастотной томографической системой, в которой используются согласованные со средой ВЧ акустические пучки [6]. В состав такой системы входят вертикально ориентированные излучающие и приемные решетки, формирующие сложно модулированные направленные в пространстве ГА импульсы. Как и в маломодовой томографии, каждая из решеток фокусируется в заданную точку наблюдения, а парциальные вероятности при принятии решения о значениях параметров неоднородностей накапливаются. Такие НЧ и ВЧ ГА томографические подсистемы являются достаточно сложными элементами, обеспечивающими согласованную со средой фокусировку всех решеток в точку наблюдения. Это позволяет минимизировать число элементов ИСС при решении конкретных задач. Возможна организация ИСС и на основе более простых элементов, например, одиночных приемников, которые распределены в пространстве, в частности, в виде барьера [7]. В таких подсистемах решающая статистика подбирается адаптивно с учетом трансформации статистических характеристик сигналов и помех при накоплении. Работа такой подсистемы основывается на более простых алгоритмах, однако платой за это является уменьшение чувствительности каждого из парциальных элементов наблюдения, что может привести к необходимости наращивания их количества при решении конкретных задач наблюдения. Принятие результирующих решений и управление всеми элементами ИСС должно осуществляться либо локальными, либо главными информационными центрами (мастер-элементами), которые должны работать в автоматическом (адаптивном) режиме с использованием имитационной системы, включающей все модели и априорную информацию об условиях наблюдения (рис.1). Работа ИСС должна выполняться в автоматическом режиме, что подразумевает адаптивную подстройку параметров моделей,

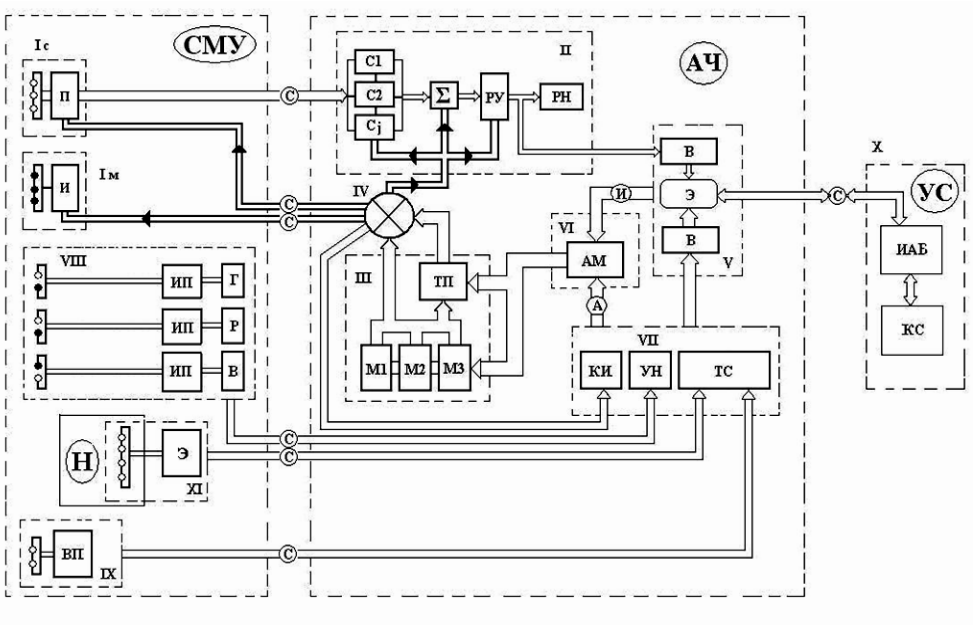


Рис. 1. Схема объединения океанологических данных с акустическими параметрами.

характеристик излучаемых зондирующих сигналов, структуры решающих статистик, а также использования априорных данных о наблюдаемых неоднородностях. Эти постоянно обновляемые океанологические данные о среде и условиях наблюдения, а также о параметрах и состоянии сенсорных элементов трансформируются в оптимальные апертурные распределения, пороговые значения, а также решающие статистики с помощью физико-математической модели путем выполнения следующих операций. Сначала генерируются гипотезы решения в виде адаптированных к волноводу пространственно-частотных апертурных распределений излучающих и приемных систем, соответствующих проверяемой гипотезе значений параметров наблюдаемого объекта и порогов, формируемых шумами и помехами. Далее выбираются оптимальные траектории перебора гипотез, а также критериев для получения устойчивой (робастной) оценки значений параметров наблюдаемого объекта. Наконец определяется решение – значение положения и скорости перемещения объекта наблюдения, при которых решающая статистика удовлетворяет заданным критериям. Объединение океанологических данных с акустическими параметрами ИСС для выполнения указанных операций осуществляется следующим образом (рис.1). В соответствии с принципами построения ИСС, обнаружение объекта наблюдения осуществляется барьерной подсистемой пассивных сенсоров, основную часть которых составляют ГА приемные системы (блок IX внешних приемников акустического и неакустического типа (ВП)). Далее осуществляется излучение и прием ГА сигналов активной ГА подсистемой зонального целеуказания ИСС адаптивной по отношению к условиям наблюдения совокупностью парциальных сенсорных устройств (СМУ). Они включают в себя: набор парциальных АГС подсистем I, каждая из которых состоит из излучающих (И) и приемных (П) элементов, набор подсистем VIII контроля гидрологии (Г), конфигурации решеток (Р), параметров ветра и шумов (В). Совместная обработка акустических данных осуществляется алгоритмической частью (АЧ**)** ИСС, состоящей из блока II принятия решений, в который входят блоки критериев (С), блок накопления (Σ), блок принятия решения (РУ) и блок формирования автоматически представляемых результатов наблюдения (РН). Формирование траектории поиска (ТП) осуществляется блоком III и блоком моделей (М). Блок IV выполняет многократное повторение генерации гипотез, в частности, включающий при необходимости и возбуждение зондирующих импульсов. Блок V визуализации (В), интерпретации и управления экспертом (Э). Блок VI осуществляет адаптацию модуля (АМ). Кроме

блока сенсорных устройств система автоматического наблюдения может иметь еще канал поступления информации о состоянии системы в виде блока VII автоматизированного управления, включающего блок контроля работы алгоритмов (КИ), контроля условий наблюдения (УН), контроля тактической ситуации или сценария наблюдения (блок ТС). Еще одним внешним устройством является подсистема управления моделью наблюдения (УС), включающий блок управления (Х), состоящий из блока контроля тактической ситуации (КС) и информационно-аналитической базы (ИАБ). С учетом требования автоматического режима ИСС, представленная на рис. 1. функциональная схема сквозных алгоритмов ГА подсистемы зонального целеуказания ИСС должна рассматриваться как нейроноподобная система [8]. Такая алгоритмическая система управления потенциалом наблюдения представляет собою совокупность физических моделей формирования сигналов и помех, геоинформационной базы для описания сложно построенной среды и условий наблюдения, а также подсистемы оптимизации траекторий поиска решений в пространстве параметров наблюдаемых неоднородностей. Система работает в автономном режиме и осуществляет адаптацию моделей на основе данных об изменчивости условий и целей наблюдения.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», РФФИ (проект № 12-02-00543) и Гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ethem M.Sozer, Milica Stojanovic, and John G.Proakis. Underwater Acoustic Networks // IEEE Journal of ocean Engineering. — 2000. — V. 25. — N. 1. — P.232-246.
2. Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Чулков В.Л. Концепция и ключевые технологии подводного наблюдения в условиях сетецентрических войн // Фундаментальная и прикладная Гидрофизика. — 2011. — Т.4. №3. — С. 49-64.
3. Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Хилько А.И., Чулков В.Л. Требования, предъявляемые к системам подводного наблюдения в условиях сетецентрических войн // Фундаментальная и прикладная Гидрофизика. — 2014. — Т.6. — №2.
4. А.И. Хилько, В.В. Коваленко, А.И. Малеханов и др., Принципы и методы мониторинга Мирового океана на основе сетевой интегрированной системы распределенных согласованных со средой сенсоров // Труды XI Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». — 2012. — С.5-7.
5. Лучинин А.Г., Хилько А.И. Маломодовая акустика мелкого моря // УФН. — 2011. Т.181. — №11. — С. 22-28.
6. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // Изв. Вуз. Радиофизика. — 2009. Т. 52. — №. 2. — С. 134-148.
7. Коваленко В.В., Хилько А.И., Романова В.И. Адаптивное оценивание параметров движущегося источника звука по данным от акустических сенсоров / Труды Всероссийской конференции «Нелинейная динамика в когнитивных системах». Н. Новгород: ИПФ РАН. — 2011. — С. 93-97.
8. А.И. Хилько, В.Г. Яхно, А.Г. Хоботов и др. Когнитивный симулятор активной автономной системы дистанционного наблюдения в неоднородной нестационарной природной среде / Труды Всероссийской конференции «Нелинейная динамика в когнитивных системах». Н. Новгород: ИПФ РАН. — 2011. — С. 210-214.

СТРУКТУРА БИСТАТИЧЕСКОЙ СИЛЫ ЦЕЛИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Хилько А.И.[1, 2)], Смирнов И.П.[1)], Машошин А.И. [3)], Шафранюк А.В.[3)], Хилько А.А.[2)],

1) Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород
2) Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
[3)] ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», Санкт-Петербург

E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Аннотация. Предложены методы расчета бистатической силы цели (БСЦ) в океанических волноводах в высокочастотном и низкочастотном приближении. Показано, что в волноводе БСЦ является функцией не только частоты и вектора углов радения и рассеяния звука, но и взаимного расположения источника, тела и приемной точки. Обсуждается ключевая роль БСЦ при проектировании и оценке эффективности мультистатических систем подводного наблюдения.

Ключевым параметром при проектировании и оценке эффективности мультистатических систем гидролокации [1, 2] является сложным образом зависящая от углов падения и отражения зондирующего сигнала бистатическая сила цели (БСЦ):

$$K_{BS}\left(f,\varphi_{in},\varphi_{out}\right)=P_{out}^{2}\left(f,\varphi_{out}\right)/P_{in}^{2}\left(f,\varphi_{in}\right), \qquad (1)$$

где f частота, φ_{in} - вектор углов облучения цели зондирующим сигналом (ЗС) и φ_{out} - вектор углов отражения эхосигнала от цели (ЭС); $P_{in}\left(f,\varphi_{in}\right), P_{out}\left(f,\varphi_{out}\right)$ – приведенное к стандартному расстоянию от цели давление ЗС и ЭС соответственно. На практике по аналогии с моностатической гидролокацией часто удобно вместо БСЦ оперировать с бистатическим эквивалентным радиусом (БЭР):

$$R_{BS}\left(f,\varphi_{in},\varphi_{out}\right)=2\cdot\sqrt{K_{BS}\left(f,\varphi_{in},\varphi_{out}\right)}. \qquad (2)$$

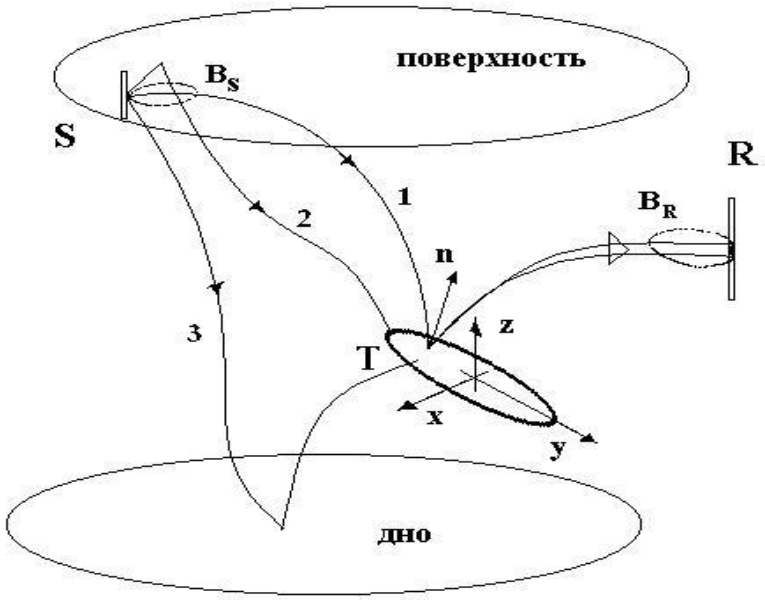


Рис. 1. Геометрия задачи в лучевом приближении

Для оценки БСЦ в случае, когда объект имеет достаточно большие волновые размеры и относительно гладкую поверхность, можно использовать геометроптическое (высокочастотное) приближение дифракции гидроакустического (ГА) поля. В рефракционном волноводе дифрагированное поле является *суммой парциальных* лучевых компонент, соединяющих источник, и соответствующие им точки блика **T** на поверхности тела и приемник (траектории **STR** на рис.1). Суммируются только те лучевые компоненты **STR**, для которых в точках блика нормаль совпадает с биссектрисой. Коэффициент отражения в каждой бликующей точке тела определяется кривизной поверхности и акустическими характеристиками тела [3]. Для расчета БСЦ в волноводе рассмотрим практически важный случай, когда акустическая подсветка тела осуществляется излучающей антенной S с диаграммой направленности $B_S\left(\mathbf{e}_m^{(S)}\right)$, а наблюдение выполняется приемной антенной R с диаграммой $B_R\left(\mathbf{e}_{m\ddot{y}}^{(R)}\right)$. Учитывая лучевое представление поля невозмущенного волновода, для давления дифрагированного ГА поля имеем:

$$P_R(\mathbf{r}_R,\ \omega) = \sqrt{W\rho_0 c_0}\sum_{\mu=1}^{M}\sum_{\mu'=1}^{M'} A_\mu(\mathbf{r}_S,\ \mathbf{r}_T)A_{\mu'}(\mathbf{r}_T,\ \mathbf{r}_R)B_S(\omega,\mathbf{e}_\mu^{(S)})\times$$

$$\times B_R(\omega,-\mathbf{e}_{\mu'}^{(R)})\frac{1}{2}R_{BS}(\mathbf{e}_\mu^{(T)},\mathbf{e}_{\mu'}^{(T)},\omega)\exp(-i\omega(t_{\mu'}(\mathbf{r}_R,\ \mathbf{r}_T)+t_\mu(\mathbf{r}_S,\ \mathbf{r}_T))), \qquad (3)$$

где $\omega = 2\pi f$, M и $M`$ - числа лучей, соединяющих фазовые центры источника и приемника с точкой $\boldsymbol{r}_T$ на поверхности тела, $\mathbf{e}_\mu^{(T)},\mathbf{e}_{\mu'}^{(T)}$ - направления лучей от источника и приемника в точке T поверхности тела. При отражениях от точек с большой полной кривизной для вычисления $R_{BS}(\mathbf{e}_\mu^{(T)},\mathbf{e}_{\mu'}^{(T)},\omega)$ (БЭР) можно использовать следующее высокочастотное приближение (ВЧ) [3]:

$$R_{BS}\left(\mathbf{e}_m^{(T)};\mathbf{e}_{m\ddot{y}}^{(T)};w\right) = 0.5|\mathrm{G}|\left|K\left(\mathbf{n}_{mm\ddot{y}}\right)\right|^{-1/2},\ \mathbf{n}_{mm\ddot{y}} = -\left(\mathbf{e}_m^{(T)} + \mathbf{e}_{m\ddot{y}}^{(T)}\right)\left\|\mathbf{e}_m^{(T)} + \mathbf{e}_{m\ddot{y}}^{(T)}\right\|^{-1}, \qquad (4)$$

где $K\langle\mathbf{n}\rangle$ — полная (гауссова) кривизна цели в той ее точке (блика), в которой внешняя нормаль к поверхности равна $\mathbf{n}$, $\mathrm{G} = \mathrm{G}\left(\left\langle\mathbf{n},\mathbf{e}_m^{(T)}\right\rangle\right)$ — комплексный коэффициент отражения поля от поверхности цели. Условия применимости данной модели: $\lambda << L \approx R_1 \approx R_2$ где L — линейный размер тела, $R_{1,2}$ — главные радиусы кривизны поверхности в точке отражения. Выражения (1) и (4) определяют методику расчета БСЦ при заданных характеристиках дифракторов, то есть, их форме и распределении их локальных поверхностных акустических импедансов. Так, для цели, имеющей форму эллипсоида, точка блика находится по формуле

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}\langle\mathbf{n}\rangle = (a^2n_x\mathbf{i} + b^2n_y\mathbf{j} + c^2n_z\mathbf{k})(a^2n_x^2 + b^2n_y^2 + c^2n_z^2)^{-1/2}, \qquad (5)$$

где $(\mathbf{i},\mathbf{j},\mathbf{k})$ — орты декартовой системы координат с центром в центральной точке эллипсоида, направленные по его главным осям. Для гауссовой кривизны эллипсоида вращения в точке $\mathbf{r} = (x,y,z)$ получаем отсюда $K = a^2\left(\frac{c^2}{a^2}x^2 + \frac{a^2}{c^2}\left(y^2+z^2\right)\right)^{-2}$. Как следует из (3) – (5), положение точек блика на поверхности тела в волноводе зависит от взаимного расположения источника, тела и приемника.

Методика (алгоритм) расчета БСЦ в ВЧ приближении в волноводе состоит из следующих этапов:

1. представление тела любой формы совокупностью отражающих поверхностей со своей кривизной и своими акустическими характеристиками;

2. нахождение совокупности бликовых областей $\mathbf{r}_{mn\breve{y}} = \mathbf{r}\left(\mathbf{n}_{mn\breve{y}}\right)$ характеризующихся своей кривизной $K\left(\mathbf{r}_{mn\breve{y}}\right)$ и акустическими свойствами $G = G\left(\mathbf{r}_{mn\breve{y}}\right)$ для заданных диаграмм направленности $B_S\left(\mathbf{e}_m^{(S)}\right)$ и $B_R\left(\mathbf{e}_{n\breve{y}}^{(R)}\right)$, заданного взаимного расположения элементов наблюдения (рис.1), для каждой пары лучевых компонент $mn\breve{y}$, соединяющих источник и приемник через соответствующую точку блика;
3. вычисление совокупности парциальной БСЦ для каждой бликующей точки и их когерентное сложение с учетом набегов фаз.

При использовании низкочастотных (НЧ) ГА полей для наблюдения дифрагированных телами сигналов в океанических волноводах на достаточно больших расстояниях, используется модовое представление. При этом дифрагированное на теле в волноводе ГА поле является суммой парциальных модовых компонент [4]. В частности, для оценки наиболее энергетически насыщенных компонент дифрагированного ГА поля, формируемых при малоугловом (просветном) наблюдении, БСЦ определяется матрицей дифрагированных мод $S_{mn}(\omega)$, зависящей от экрана - сечения тела, расположенного между источником и приемником [4]:

$$R_{BS}(n,m) = i\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\mathbf{e})\,\varphi_m(\varsigma + z_\Sigma)\,\varphi_n(\varsigma + z_\Sigma)\,\mathrm{e}^{\left[i\left(h_n(\omega)|\mathbf{r}_0-\boldsymbol{\eta}|-h_m\eta-\frac{\pi}{4}\right)\right]}\left[|\mathbf{r}_0-\boldsymbol{\eta}||\boldsymbol{\eta}-\mathbf{r}|\left(r_0 h_n\right)^{-1}\right]^{-\frac{1}{2}} d^2 e, \quad (6)$$

где $\varphi_m(z), h_m(\omega)$ - соответственно собственные функции и собственные числа волноводных мод, $\sigma(\mathbf{e}) = \sigma(\eta,\varsigma)$ - экран, определяемый формой дифрактора, z_Σ - глубина дифрактора, $\mathbf{r}_0, \mathbf{r}$ - координаты источника и приемника в горизонтальной плоскости. В случае, когда тело имеет форму упругой цилиндрической оболочки (рис.2), каждая из квазиплоских волн (бриллюэновских волн, формирующих моды волновода) при рассеянии на упругой оболочке конечных размеров даст сумму квазисферических волн с диаграммами направленности f_{eq}^n и Ψ_{eq}^n, которые определяются собственными формами радиальных и продольных колебаний упругой оболочки с индексами *e, q* и амплитудой B_{eq}^n [5]. Матрица рассеяния волноводных мод S_{mn}^{eq}, при этом зависит как от свойств волновода и положения оболочки, так и от упругих свойств оболочки. При этом:

$$R_{BS}(n,m,e,q) = \sum_{e=1}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} B_{eq}^n f_{eq}^{\Sigma}(\chi_m,\chi_n)\Psi_{eq}^n\left(\beta_0^m,\beta^n\right), \qquad f_{eq}^{\Sigma} = \left\{f_{eq}^{m+n} - f_{eq}^{m-n}\right\}, \quad (7)$$

где функции f_{eq}^{Σ}, являющиеся модовой диаграммой рассеивающего тела зависящей не только от индексов падающих и наблюдаемых мод волновода *m* и *n*, но и индексов *e, q*, характеризующих собственные колебания оболочки. В этом случае дифракция носит резонансный характер и характеризуется возникновением незеркальных компонент [5].

Методика расчета БСЦ в НЧ приближении состоит из следующих этапов:

1. описание тела в виде упругой оболочки (набора сочлененных оболочек) с заданными моделями торцов и упругими и акустическими характеристиками;
2. нахождение проекций волноводных мод на ось оболочки, на частоте зондирующего поля в точке расположения оболочки в волноводе (рис.2);
3. вычисление коэффициентов рассеяния мод (парциальных компонент) в направлении расположения точки наблюдения (7);
4. когерентное суммирование парциальных коэффициентов рассеяния рассеянных волновых мод.

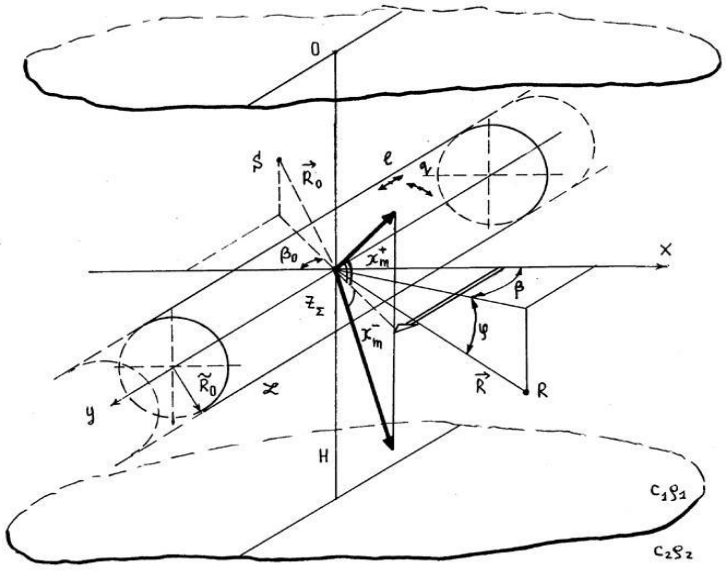


Рис.2. Геометрия задачи при дифракции волноводных мод на оболочке.

В целом, как показывает анализ выражений (1) – (7), для типичных, часто встречающихся в практике тел, имеющих ярко выраженную анизотропную форму, БСЦ может значительно меняться (на 20-30 дБ) в зависимости от геометрии задачи, структуры волновода и строения дифрактора. На рис.3 показана форма зависимости силы цели (падающая мода n=1 и принимаемая мода m=3) от углов падения и отражения для моделей оболочки конечных размеров со сферическими торцами, рассчитанной для частоты 250 Гц при рассеянии на абсолютно жесткой оболочке (слева) и рассеянии на упругой оболочке (справа). Видно, что в пространстве углов падения и отражения можно выделить области, при которых проявляются эффекты незеркального рассеяния, обратного рассеяния, просветного рассеяния и т.д. При этом, из-за резонансных эффектов изменение частоты поля подсветки существенно меняет структуру матрицы угловой зависимости силы цели. Выражения (1)–(7), определяют алгоритм расчета БСЦ, и могут быть использованы при наличии необходимых данных о форме и материале тел. Они являются и методологической основой оптимального измерения БСЦ в морских условиях. При таких измерениях следует

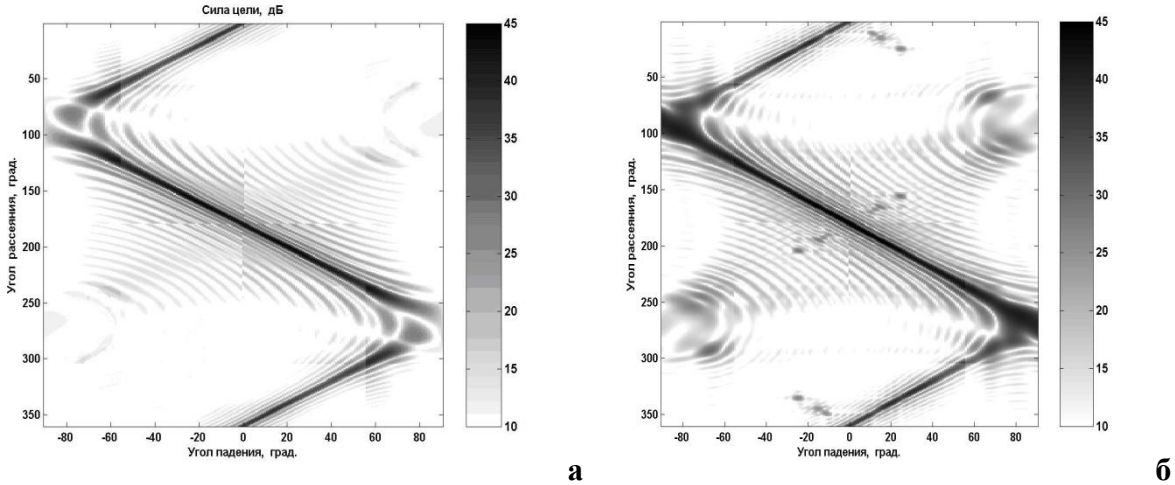


Рис. 3. Структура БСЦ для различных типов дифракторов (а – абсолютно жесткий цилиндр, б – упругая оболочка).

учитывать, что в волноводе БСЦ зависит не только от ракурса и частоты, но и от взаимного расположения излучающих и приемных систем и цели, как в горизонтальной плоскости, так и по глубине. Это особенно ярко проявляется при перемещении цели вдоль протяженной траектории (рис.3, см. также [3, 4]). В случае, когда тело имеет достаточно большие размеры, рассеянные различными волновыми компонентами, а также бликовыми областями поля могут складываться в противофазе, что приведет к подавлению дифрагированных сигналов (этот эффект можно интерпретировать как уменьшение интегральной БСЦ). Кроме того при перемещении тела, БСЦ будет сильно варьироваться, что особенно ярко может проявляться в случае использования для измерения БСЦ одиночного излучателя и приемника. Как следует из (3), (4), при одном о том же взаимном расположении элементов схемы наблюдения, БСЦ зависит от направленности антенн $B_S\left(\mathbf{e}_m^{(S)}\right)$ и $B_R\left(\mathbf{e}_{m\ddot{y}}^{(R)}\right)$. Следовательно, путем излучения и приема различных волноводных компонент с помощью антенн можно реализовать измерение отдельных парциальных компонент дифрагированного поля и обеспечить некогерентное сложение таких компонент ослабляя интерференционное подавление уровня дифрагированных сигналов. Именно в этом заключается смысл мультистатической адаптации к условиям распространения сигнала в океаническом волноводе [1, 2].

Разработанный методический аппарат расчета БСЦ может быть применен при проектировании мультистатических систем гидролокации и оценке их эффективности в реальных морских волноводах.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», РФФИ (проект № 12-02-00543) и Гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-339.2014.2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Машошин А.И. Алгоритм оптимального позиционирования мультистатической системы гидролокации. // Морская радиоэлектроника. — 2013. — №4. — С.14-18.
2. А.И. Хилько, В.В. Коваленко, А.И. Малеханов и др., Принципы и методы мониторинга Мирового океана на основе сетевой интегрированной системы распределенных согласованных со средой сенсоров // Труды XI Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». — 2012. — С.5-7.
3. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // Изв. Вуз. Радиофизика. — 2009. — Т. 52. — №. 2. — С. 134-148.
4. Лучинин А.Г., Хилько А.И. Маломодовая акустика мелкого моря // УФН. — 2011. — Т.181. — №11. — С. 22-28.
5. Лебедев А.В., Хилько А.И. Рассеяние звука упругими тонкостенными цилиндрами ограниченной длины // Акустический журнал. — 1992. — Т.38. — №6. — С. 1057-1066.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВЯЗЕЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ МЕЖДУ ВЫБОРОЧНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ШУМОВ В ЗАЛИВЕ ПЕТРА ВЕЛИКОГО ЯПОНСКОГО МОРЯ

Горовой С.В.

Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток

E-mail: GorovoySV@mail.ru

Описаны результаты экспериментального исследования корреляционных связей высших порядков между выборочными значениями некоторых реализаций гидроакустических шумов, а также моделей шумов, полученных методами компьютерного моделирования. Приведены результаты оценивания усредненных корреляционных связей между фрагментами названных шумовых сигналов и их копиями, возведенными в различные степени, а также между тремя выборочными значениями сигналов. Для исследованных шумовых сигналов, несмотря на схожесть корреляционных функций, корреляционные связи между тремя выборочными значениями сигналов существенно различаются. Это может быть использовано для решения задач идентификации и различения шумовых сигналов, а также выявления и уточнения зависимостей между выборочными значениями с целью построения моделей шумовых сигналов, применимых на ограниченных интервалах времени.

Для описания свойств нестационарных случайных процессов, к которым можно отнести гидроакустические шумы и помехи в районах интенсивного судоходства, используются понятия кратковременной и долговременной стационарности, времени стационарности как всего процесса в целом, так и его отдельных характеристик [1].

Предположения о стационарности и эргодичности шумов и помех используются при построении многих алгоритмов обработки сигналов в радиолокации, гидролокации и связи. Знание особенностей статистической структуры гидроакустических шумов и помех позволяет глубже понять физику их происхождения и сформировать их уточненную модель, применимую по крайней мере в течении некоторого интервала времени в районе проведения исследований. Эта модель может быть использована для разработки адаптивных и эвристических алгоритмов обнаружения и оценивания параметров гидроакустических сигналов на интервалах времени, в течении которых ее можно считать применимой. Считается, что на этих интервалах времени такие алгоритмы могут обеспечить лучшие характеристики обнаружения и оценивания параметров сигналов, чем алгоритмы, в которых используются усредненные свойства шумов и помех.

Для построения адаптивных и эвристических алгоритмов обработки гидролокационных сигналов и сигналов гидроакустической связи могут быть полезны уточненные модели помех, адекватные экспериментальным данным на интервалах времени начиная с нескольких десятков миллисекунд.

В работах [2, 3] приведены некоторые результаты экспериментального исследования оценок одномерных, двумерных и трехмерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений давления гидроакустических шумов в заливе Петра Великого Японского моря, который относится к районам интенсивного судоходства. Прием шумов производился одиночным ненаправленным гидрофоном, расположенным вблизи дна в прибрежных водах на глубине 20 м, частота квантования f_s составляла 44,1 кГц, перед проведением анализа исследуемый сигнал был пронормирован по уровню так, чтобы его среднее значение m и среднеквадратическое отклонение от среднего s стали равными 0 и 1 соответственно.

В [2] и [3] отмечается, что для исследованных сигналов проверка непротиворечия оценок одномерного и двумерного распределений вероятностей

выборочных значений звукового давления гауссову закону согласно критерию χ^2 при уровне значимости 0,05 не дала устойчивых положительных результатов. В [4] приведены результаты оценивания кумулянтных функций (КФ) 3-го порядка в диапазоне частот Δf = 4-5 кГц тех фрагментов описанных в [3] сигналов, для которых проверка непротиворечия оценок одномерного и двумерного распределений вероятностей выборочных значений звукового давления гауссову закону согласно критерию χ^2 при уровне значимости 0,05 дала положительные результаты. В настоящей работе приведены результаты оценивания корреляционных связей высших порядков и корреляционных связей между тремя выборочными значениями для тех же, что и в [4] фрагментов сигналов в диапазоне частот 200-800 Гц (две октавы).

Согласно [5, 6] для гауссовых случайных процессов КФ 3-го и более высоких порядков равны нулю, в то время как для негауссовых случайных процессов КФ 3-го и более высоких порядков в общем случае отличны от нуля. Это может быть использовано для оценки отличий от гауссовости, а также для получения информации о «внутренней структуре» случайных процессов. Как известно из [5, 6] нормированная КФ 2-го порядка (взаимная корреляционная функция) совместно стационарных и эргодических случайных процессов *x(t)* и *y(t)*

$$R_{xy}(\tau) = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) y(t-\tau) dt \qquad (1)$$

характеризует статистическую связь 1-го порядка между ними. Нормированная КФ 3–го порядка совместно стационарных в узком смысле и эргодических случайных процессов *x(t), y(t)* и *z(t)* определяется соотношением

$$R_{xyz}(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y \sigma_z} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) y(t-\tau_1) z(z-\tau_2) dt, \qquad (2)$$

где σ_x, σ_y, σ_z — среднеквадратические отклонения случайных процессов *x(t), y(t)* и *z(t)*. Она характеризует степень статистической связи 2-го порядка [6] между случайными процессами *x(t), y(t)* и *z(t)*. Если *x(t)=y(t)=z(t),* соотношение (2) преобразуется в

$$R_{xxx}(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y \sigma_z} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) x(t-\tau_1) x(z-\tau_2) dt. \qquad (3)$$

В данном случае $R_{xxx}(\tau_1, \tau_2)$ характеризует степень статистической связи между значениями случайного процесса в произвольный момент времени *t* и значениями этого же случайного процесса в моменты времени $t–\tau_1$ и $t–\tau_2$. Если *x(t)=y(t)=z(t)* и $\tau_1=\tau_2=\tau$, соотношение (2) преобразуется в

$$R_{xx^2}(\tau) = \frac{1}{\sigma_x} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) x^2(t-\tau) dt. \qquad (4)$$

При этом $R_{xx^2}(\tau)$ характеризует степень статистической связи 1-го порядка между значением случайного процесса в произвольный момент времени *t* и квадратом значения этого же случайного процесса в момент времени $t–\tau$. Аналогично вводятся кумулянтные функции более высоких порядков.

Численное оценивание многомерных КФ и КФ высших порядков сопряжено с рядом трудностей [6]. Предположения о стационарности, эргодичности и гауссовости шумов моря в районах интенсивного судоходства на интервалах времени, превышающих несколько минут даже при отсутствии помех, создаваемых морскими обитателями часто не соответствуют результатам наблюдений. Поэтому результаты применения соотношений (1-4) при ограниченном времени интегрирования *T* следует рассматривать как очень грубые оценки. При уменьшении величины *T* в (1-4) появляется возможность исследования временно́й изменчивости оценок КФ, но ухудшается статистическая устойчивость получаемых результатов.

На рис. 1 показана оценка усредненного амплитудного спектра исследуемого шумового сигнала. Явно выраженные дискретные составляющие отсутствуют, в области частот 200–800 Гц заметен характерный для гидроакустических шумов наклон спектра. Спады на частотах ниже 200 Гц и выше 800 Гц обусловлены частотной характеристикой использованного фильтра.

На рис. 2—рис. 5 с левой стороны показаны оценки начальных участков кумулянтных функций $R_{xx}(\tau)$, $R_{xx^2}(\tau)$, ... $R_{xx^6}(\tau)$, с правой стороны — половина первого квадранта линий уровня кумулянтных функции $R_{xxx}(\tau_1,\tau_2)$ для фрагментов исследуемого шумового сигнала, последовательно сдвинутых относительно друг друга на 50 мс, (вид сверху на сектор поверхности, описываемой функцией $R_{xxx}(\tau_1,\tau_2)$, соответствующий значениям $\tau_1 > 0$, $\tau_2 < \tau_1$). Сдвиг на 50 мс соответствует длительности 10 периодов низшей частоты исследуемого сигнала, составляющей ориентировочно 200 Гц (см. рис. 1).

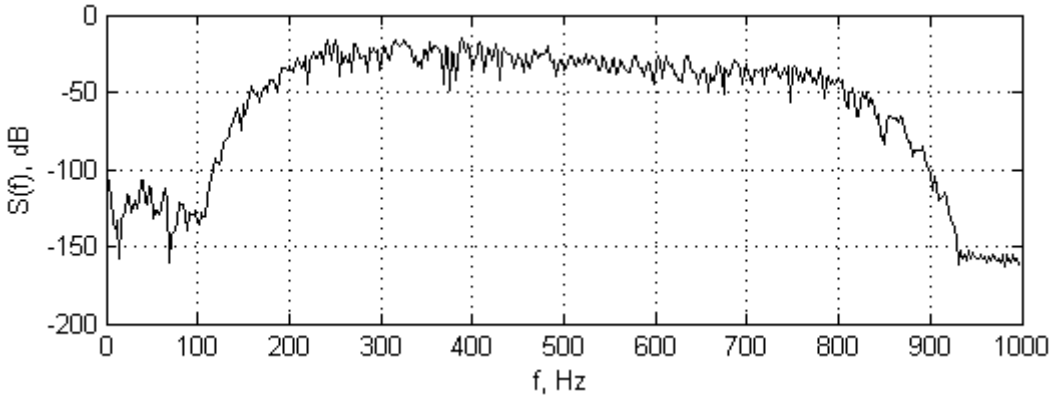


Рис. 1. Усредненный спектр исследуемого сигнала

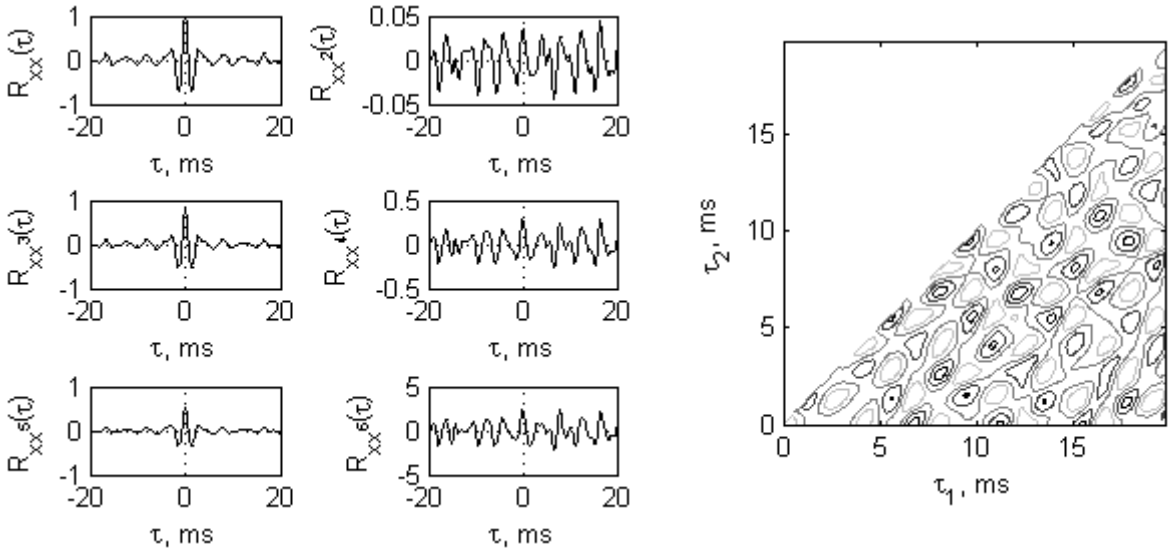


Рис. 2. Кумулянтные функции $R_{xx}(\tau)$, $R_{xx^2}(\tau)$, ...$R_{xx^6}(\tau)$ (слева) и линии уровня кумулянтной функции $R_{xxx}(\tau_1, \tau_2)$ (справа) для «начального» фрагмента сигнала

Секторы, соответствующие остальным значениям τ_1 и τ_2 представляют собой зеркальные отображения данного сектора относительно линий $\tau_1 = 0$, $\tau_1 = \tau_2$, $\tau_1 = -\tau_2$). Расчеты производились по формулам (1), (3), (4) с заменой непрерывных параметров t, τ, τ_1 и τ_2 их выборочными значениями через интервалы $\Delta t = 1/f_s$, интегралов — суммами, среднеквадратического отклонения σ_x – его оценкой s_x. Время интегрирования T составляло 5 сек.

Оценки начальных участков корреляционной функции $R_{xx}(\tau)$ для подавляющего большинства других фрагментов исследованного сигнала внешне мало отличались от данного. Поэтому по отношению к $R_{xx}(\tau)$ исследованный сигнал можно считать стационарным эргодическим.

Из сравнения рис. 2—рис. 5 видно, что для данного шумового сигнала при последовательных сдвигах на 50 мс (что составляет «всего» одну сотую времени интегрирования T) начальные участки кумулянтных функций $R_{xx}(\tau), R_{xx^2}(\tau), \ldots R_{xx^6}(\tau)$ изменяются незначительно, тогда как у двумерной корреляционной функции $R_{xxx}(\tau_1, \tau_2)$ наблюдаются изменения, в которых можно выявить некоторые статистические закономерности.

В частности, наблюдаются элементы «упорядоченной» повторяющейся структуры, что свидетельствует о наличии в исследованных фрагментах сигналов квазипериодических фрагментов длительностью 2—5 мс, не заметных на спектре (см. рис. 1). Это вполне согласуется с классической теорией шумов С. Райса [7] (колебания на «средней» частоте полосового фильтра 200-800 Гц).

Для гауссова случайного процесса КФ $R_{xx^2}(\tau), \ldots R_{xx^6}(\tau)$ должны быть равны нулю, что в данном случае не наблюдается. Это свидетельствует о том, что по отношению к оценкам КФ $R_{xx^2}(\tau), \ldots R_{xx^6}(\tau)$ (характеризующим степень статистической связи между значением случайного процесса в произвольный момент времени t и квадратом, кубом и т.д. значения этого же случайного процесса в моменты времени $t\pm\tau$) на интервалах времени порядка единиц секунд исследованный сигнал нельзя считать стационарным эргодическим, статистические связи между значениями $x(t)$, $x^2(t-\tau)$ и т.д. существенно изменяются при смещениях по оси времени более, чем на 50 мс, совместное распределение $x(t)$ и $x(t-\tau)$ не описывается гауссовым законом.

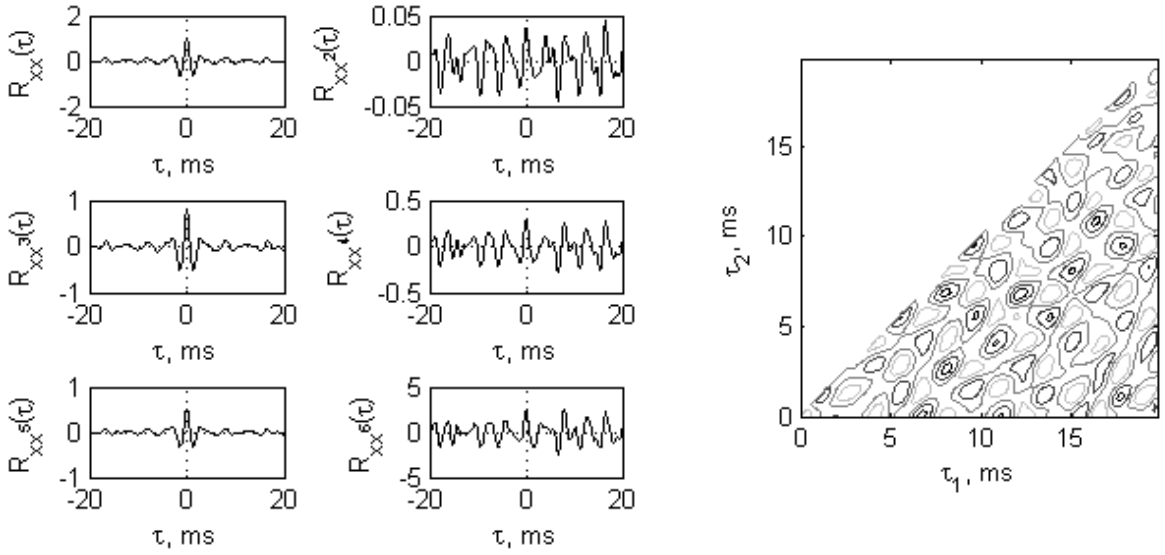


Рис. 3. Кумулянтные функции $R_{xx}(\tau), R_{xx^2}(\tau), \ldots R_{xx^6}(\tau)$ (слева) и линии уровня кумулянтной функции $R_{xxx}(\tau_1, \tau_2)$ (справа) для фрагмента сигнала, сдвинутого на 50 мс относительно «начального»

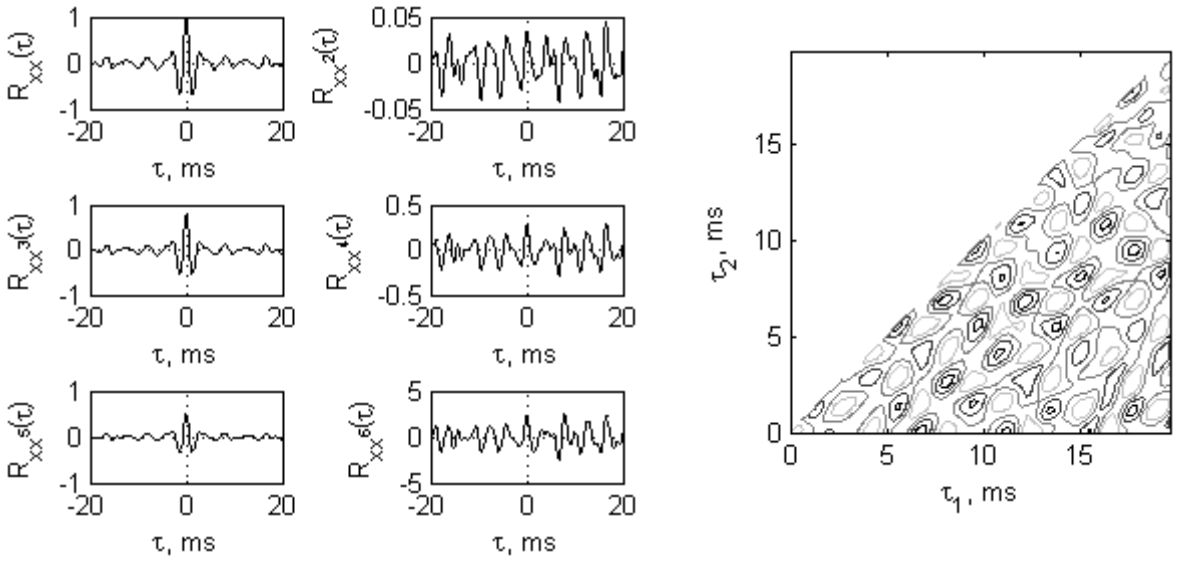


Рис. 4. Кумулянтные функции $R_{xx}(\tau), R_{xx^2}(\tau), ...R_{xx^6}(\tau)$ *(слева) и линии уровня кумулянтной функции* $R_{xxx}(\tau_1, \tau_2)$ *(справа) для фрагмента сигнала, сдвинутого на 100 мс относительно «начального»*

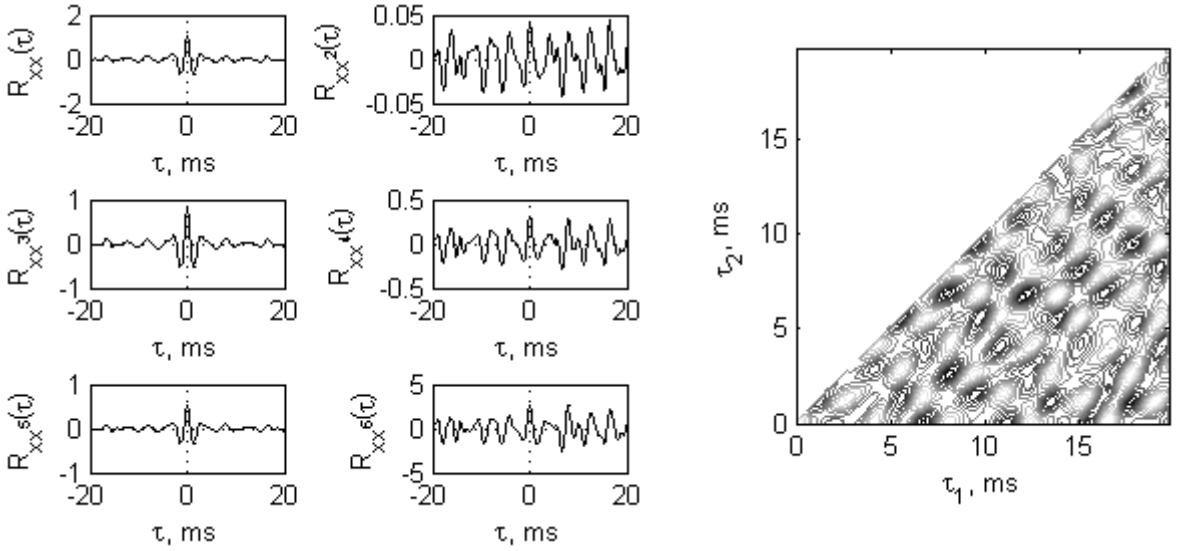


Рис. 5. Кумулянтные функции $R_{xx}(\tau), R_{xx^2}(\tau), ...R_{xx^6}(\tau)$ *(слева) и линии уровня кумулянтной функции* $R_{xxx}(\tau_1, \tau_2)$ *(справа) для фрагмента сигнала, сдвинутого на 150 мс относительно «начального»*

Для гауссовых случайных процессов КФ $R_{xxx}(\tau_1,\tau_2)$ также должна быть равна нулю, что не наблюдается для исследованного сигнала. На рис. 2—рис. 5 вдоль главной диагонали заметны экстремумы $R_{xxx}(\tau_1,\tau_2)$ при значениях τ_1 и τ_2, соответствующих экстремумам $R_{xx^2}(\tau)$.

Анализ показанных на рис. 2—рис. 5 оценок КФ $R_{xxx}(\tau_1,\tau_2)$ свидетельствует о том, что совместное распределение $x(t)$ $x(t-\tau_1)$ и $x(t-\tau_2)$ при времени накопления порядка нескольких секунд не описывается гауссовым законом, что должно учитываться при разработке алгоритмов обнаружения и выделения сигналов на фоне гидроакустических шумов и помех

. В тоже время, исследование динамики изменений структуры КФ $R_{xxx}(\tau_1,\tau_2)$ может помочь в задачах моделирования и предсказания поведения шумовых сигналов.

Учитывая значительную изменчивость и явно выраженную нестационарность исследованных фрагментов записей гидроакустических шумов, представленные в данной работе результаты характеризуют лишь экспериментальные данные, на основе которых они были получены, но могут быть использованы в качестве ориентировочных при проведении дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М: Мир, 1989. – 540 с.
2. Горовой С.В. Некоторые результаты экспериментального исследования двумерных функций распределения давления гидроакустических шумов в прибрежных водах Залива Петра Великого Японского моря. Материалы докладов VII Всероссийского симпозиума «Физика геосфер». Владивосток, Дальнаука, 2011. С 444-447.
3. Горовой С.В. Некоторые результаты экспериментального оценивания трехмерных плотностей распределения выборочных значений давления гидроакустических шумов в Заливе Петра Великого Японского моря. Материалы докладов VIII Всероссийского симпозиума «Физика геосфер». Владивосток, Дальнаука, 2013. С 59-63.
4. 4 Горовой С.В. Экспериментальное исследование кумулянтных функций 3-го порядка гидроакустических шумов в Заливе Петра Великого Японского моря. Материалы докладов V Всероссийской научно-технической конференции «Технические проблемы освоения мирового океана. Владивосток, ИПМТ ДВО РАН, 2013. С 234-238.
5. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. – М.: Сов. Радио, 1978.-376с.
6. Новиков А.К. Полиспектральный анализ. – СПб.: ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, 2002. - 180 с.
7. Rise S.O. Mathematical analysis of random noise. BSTJ, 1944, v. 23, № 3, 1945, v. 24 № 1.

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ МОД НА ДВИЖУЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ В МЕЛКОМ МОРЕ

Григорьев В.А.[1)], Кацнельсон Б.Г.[2)], Lynch J.F.[3)]

[1)] Воронежский государственный университет, Воронеж
[2)] Хайфский университет, Хайфа, Израиль
[3)] Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, USA

E-mail: grig@box.vsi.ru

Проводится анализ флуктуаций интенсивности низкочастотных (300±30 Гц) сигналов, распространяющихся в мелком море в присутствии нелинейных внутренних волн (НВВ) в эксперименте Shallow Water 2006, Атлантический шельф США. Сигналы принимались на вертикальную антенну на расстоянии ~20 км от источника. Пакет НВВ в рассматриваемом времени двигался целиком внутри акустической трассы, составляющей с фронтом пакета угол в горизонтальной плоскости ~10°. Используя ранее разработанную модовую теорию флуктуаций, основанную на механизме взаимодействия мод, в работе получены теоретические спектры флуктуаций, главной особенностью которых является т.н. доминирующая частота флуктуаций, соответствующая колебаниям максимальной амплитуды и обусловленная максимальным взаимодействием мод. Сравнение результатов моделирования с экспериментом позволяет интерпретировать аналогичный максимум, наблюдаемый в экспериментальном спектре, как доминирующую частоту. Анализируется вклад горизонтальной рефракции.

Нелинейные внутренние волны (НВВ) наблюдаются во многих районах шельфовой зоны Мирового океана [1, 2]. Их влияние на распространение звука в водной толще весьма велико, в связи с чем исследование механизмов взаимодействия звука и НВВ является одной их актуальных задач акустики мелкого моря.

Данная работа является продолжением цикла работ [3–7], посвященных анализу флуктуаций акустического поля, обусловленных взаимодействием звука с НВВ, в условиях, когда: 1) НВВ целиком двигаются между источником и приемником, чтобы исключить адиабатические флуктуации, вызванные прохождением внутренних солитонов (ВС) через источник или приемник, 2) фронты НВВ образуют с акустической трассой некоторый немалый угол α, такой, чтобы можно было пренебречь горизонтальной рефракцией звука на НВВ. В этих условиях единственным физическим механизмом флуктуаций в рамках модовой теории (для низких частот звука) оказывается взаимодействие мод, а в рамках лучевой теории (для высоких частот) – рассеяние лучей на НВВ. Обе теории дают описание частотных спектров флуктуаций, главной особенностью которых является т.н. доминирующая частота флуктуаций F^*, соответствующая колебаниям максимальной амплитуды.

Лучевая теория флуктуаций была изложена в [3], ее экспериментальная проверка проведена в [4, 5] для сигналов частотой 2–4.5 кГц в рамках эксперимента Shallow Water 2006 (SW06) [8, 9] на Атлантическом шельфе США.

Модовая теория флуктуаций была рассмотрена в [6]. На основе модовой теории в [7] дано удовлетворительное объяснение ряда акустических эффектов, наблюдаемых в эксперименте Shallow Water Acoustic in Random Media 1995 (SWARM'95) [10] для сигналов частотой 30–200 Гц. Однако в [7] у авторов отсутствовала детальная информация о форме, скорости и, главное, о местоположении НВВ на трассе, поэтому не исключено, что в эксперименте одновременно имели место механизмы взаимодействия мод и адиабатических флуктуаций.

В данной работе модовая теория флуктуаций рассматривается применительно к эксперименту SW06 для частот 300±30 Гц. По сравнению с SWARM'95 эксперимент SW06 характеризовался достаточно подробным описанием НВВ, что позволяет

провести адекватное эксперименту моделирование флуктуаций звука и, сравнив результаты моделирования с экспериментом, осуществить проверку модовой теории.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассмотрим условия проведения эксперимента SW06 [9] (рис. 1). NRL300 – источник импульсных ЛЧМ сигналов: длительность 2.048 с, полоса 300±30 Гц, период следования 4.096 с. Импульсы излучались сериями по 110 штук (продолжительность серии 7.5 мин) через каждые полчаса. Для анализа была выбрана серия 14 августа 2006, 06:00:00–06:07:30 GMT. Глубина источника $z_1 = 72$ м при глубине моря $H_1 = 82.5$ м. VLA – вертикальная приемная антенна. При обработке сигналов использовались 9 эквидистантно расположенных гидрофонов с глубинами $z_2 = 17.25$–77.25 м через 7.5 м при глубине моря $H_2 = 79$ м. Расстояние NRL300–VLA определялось по формуле Vincenty, зная географические координаты NRL300 и VLA, и равнялось $R = 20181$ м.

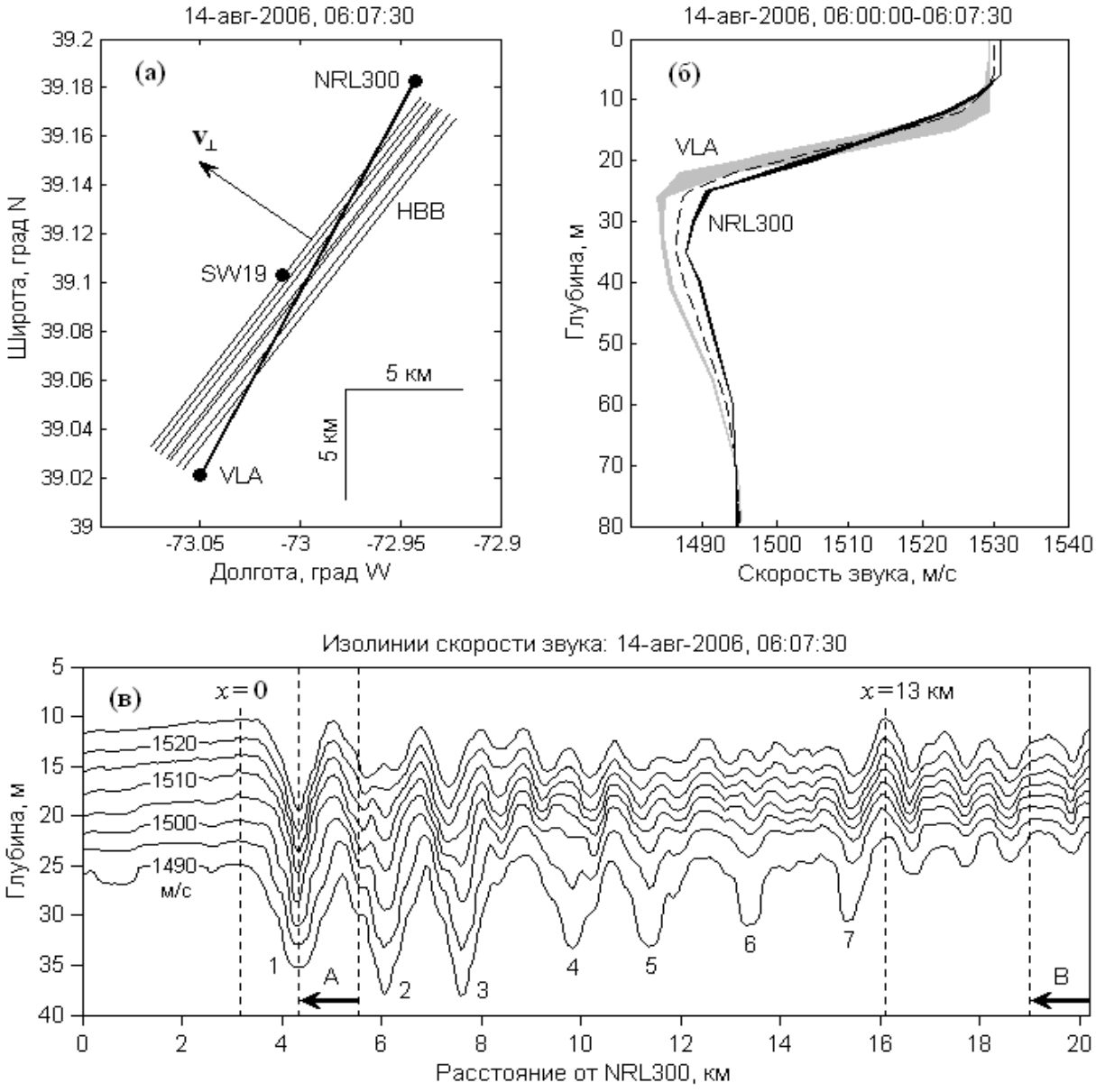


Рис. 1. (а) схема эксперимента, семь параллельных линий – фронты крупных солитонов HBB в указанный момент времени; (б) профили скорости звука на источнике NRL300 и приемнике VLA в течение 7.5 мин, пунктир – средний профиль; (в) распределение скорости звука в вертикальной плоскости на линии NRL300–VLA.

Структура НВВ и динамика их движения по трассе отслеживались с помощью трех вертикальных термисторных цепочек, установленных в точках NRL300, VLA и SW19 (рис. 1а). Было установлено, что трассу пересекает пакет из семи крупных ВС амплитудой 10–15 м, за которыми следует шлейф мелких внутренних волн амплитудой менее 5 м. Угол наклона фронта НВВ к трассе в горизонтальной плоскости $\alpha = 9°$, скорость НВВ перпендикулярно фронту $v_\perp = 0.43$ м/с, скорость НВВ вдоль трассы $v =$ 2.72 м/с. Методика определения скорости и направления движения НВВ основалась на измерении времен прихода ВС на каждую из трех цепочек и описана в [5].

Проанализируем форму НВВ более детально. Для этого выберем начало координат на поверхности моря над NRL300, ось r направим горизонтально к VLA, ось z – вертикально вниз. Пусть $t°(r,z,T)$ – распределение температуры в плоскости (r,z) в момент времени T, из которого известны только $t°(0,z,T)$ и $t°(R,z,T)$ – экспериментальные записи температуры на NRL300 и VLA. В работе предложена формула, реконструирующая полное распределение температуры на трассе при прохождении НВВ по записям температуры на концах трассы

$$t°(r,z,T) = t°\left(0,z,T-\frac{r}{v_r}\right)\frac{R-r}{R} + t°\left(R,z,T+\frac{R-r}{v_r}\right)\frac{r}{R}, \qquad (1)$$

где $v_r = -v$ – проекция скорости НВВ вдоль трассы на ось r. Пересчитаем далее показания температуры в скорость звука. Для этого воспользуемся эмпирической формулой, дающей погрешность менее 5 м/с для данного района исследований:

$$c(r,z,T) = \begin{cases} 3t° + t°_{\min} + 1447, & 0 < z < z_{\min} \\ 4t° + 1447, & z_{\min} < z < H \end{cases}, \qquad (2)$$

где температура измеряется в градусах Цельсия, скорость звука – в м/с, $z_{\min}$ – глубина (~30 м), на которой наблюдается минимальная температура $t°_{\min}$, H – глубина моря.

На рис. 1в изображено вычисленное распределение $c(r,z,T_1)$ – скорость звука в вертикальной плоскости на линии трассы NRL300–VLA в фиксированный момент времени $T_1 = 06{:}07{:}30$. Стрелка А показывает перемещение головного ВС в течение исследуемого времени $T = 06{:}00{:}00$–$06{:}07{:}30$. Стрелка В показывает аналогичное перемещение хвостовой части НВВ через VLA. Если пренебречь смещением термоклина на 2.5 м при движении хвоста НВВ через VLA, то можно считать, что в указанном промежутке времени пакет НВВ целиком движется внутри трассы. Вследствие этого, адиабатические флуктуации звука, связанные с колебаниями воды на источнике и приемнике, должны быть малы. Этот факт иллюстрируется также относительной стабильностью профилей скорости звука на NRL300 и VLA (рис. 1б).

Время распространения одного импульса по трассе составляет ~13 с. За это время пакет НВВ перемещается вдоль трассы на ~35 м, что значительно меньше размера одного ВС вдоль трассы, равного ~2 км. Отсюда следует, что при каждом прохождении импульса среду можно считать неподвижной (“замороженной”). Состояние среды выше описывалось временем T, которое назовем “большим” временем. Отсчеты “большого” времени удобно привязать к моментам излучения или приема импульсов с периодом дискретизации равным периоду следования импульсов $\delta T = 4.096$ с. Тогда каждый принимаемый на гидрофонах VLA импульс давления можно записать в виде $p(z,t,T)$, где t – “малое” время в интервале $0 < t < \delta T$, имеющее период дискретизации равный периоду оцифровки импульса $\delta t = 0.1024$ мс.

Методика обработки принимаемых импульсов заключается в нахождении: 1) спектра Фурье для каждого импульса $P_\omega(z,T) = \int p(z,t,T)\exp(i\omega t)dt$, где $\omega = 2\pi f$ – частота звука, 2) модуля спектра Фурье относительных флуктуаций интенсивности за полное время приема 110 импульсов

$$G_I(\Omega,\omega,z)=\left|\int_{T_0}^{T_0+\Delta T}\frac{I_\omega(z,T)-\bar I_\omega(z)}{\bar I_\omega(z)}\exp(i\Omega T)dT\right|, \qquad (3)$$

где $I_\omega(z,T)=(2\rho\bar c)^{-1}|P_\omega(z,T)|^2$ – интенсивность звука, $\rho=1$ г/см^3 – плотность воды, $\bar c=$ 1500 м/с – средняя скорость звука в воде, $\bar I_\omega(z)=\Delta T^{-1}\int_{T_0}^{T_0+\Delta T} I_\omega(z,T)dT$ – средняя интенсивность, $T_0=$06:00:00, $\Delta T=7.5$ мин, $\Omega=2\pi F$ – частота флуктуаций. Заметим, что в эксперименте рассматриваются относительные флуктуации $(I_\omega-\bar I_\omega)/\bar I_\omega$, чтобы убрать зависимость от спектра источника. В теоретическом же анализе [6] удобно было анализировать абсолютные флуктуации $I_\omega-\bar I_\omega$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Прежде, чем представить результаты обработки эксперимента, проведем численное моделирование. Для этого рассмотрим волновод с водным слоем постоянной толщины $H=(H_1+H_2)/2=80.75$ м, с невозмущенным профилем скорости звука $c_0(z)$, соответствующим среднему экспериментальному профилю (пунктир на рис. 1б), и плотностью ρ. Модель дна выберем в виде жидкого однородного полупространства без поглощения со скоростью звука $c_b=1567$ м/с и плотностью $\rho_b=1.8$ г/см^3 [11]. Присутствие НВВ в канале приводит к возмущению профиля $c_0(z)$. Предлагается использовать следующую модель возмущенного профиля скорости звука

$$\tilde c(x,z,T)=\begin{cases}c_0(z), & x<0,\ x>L\\ c(x,z,T_1), & 0<x<L\end{cases}, \qquad (4)$$

где $x=r-v_r(T-T_2)$, $T_2=T_1-r_1/v_r=$06:26:52, $r_1=3.16$ км, $L=13$ км для модели НВВ из семи ВС, $L=2$ км для модели НВВ из одного головного ВС.

Поясним выражение (4). НВВ полагаются ограниченными по горизонтали размером L и движущимися без изменения формы со скоростью $v=2.72$ м/с по направлению к источнику. Форма НВВ взята непосредственно из эксперимента и привязана к моменту времени $T_1=$06:07:30 (см. рис. 1в). В это время началу НВВ (точке $x=0$) соответствует координата $r=r_1=3.16$ км, а концу НВВ (точке $x=L=$ 13 км) – координата $r=r_1+L$. В момент времени $T_2=$06:26:52 движущаяся совместно с НВВ точка $x=0$ оказывается над источником ($r=0$). За пределами НВВ сохраняется невозмущенный профиль скорости звука. Заметим, что модель (4) выбрана с целью согласования с модовой теорией [6], в которой форма НВВ также считалась неизменной в течение исследуемого промежутка времени ΔT.

Пусть $s(\omega)$ – спектр излученного сигнала. В приближении “замороженной” среды, пренебрегая горизонтальной рефракцией, спектр принимаемого сигнала $P_\omega(r,z,T)$ в произвольной точке волновода найдется из решения задачи Гельмгольца

$$\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k_0^2\right\}P_\omega(r,z,T)=-s(\omega)\delta(z-z_0)\frac{\delta(r)}{2\pi r},$$
$$P\big|_{z=0}=0,\quad P\big|_{z=H-}=P\big|_{z=H+},\quad \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}\bigg|_{z=H-}=\frac{1}{\rho_b}\frac{\partial P}{\partial z}\bigg|_{z=H+}, \qquad (5)$$

где $k_0^2=\begin{cases}k^2(n^2+\mu), & 0<z<H\\ k_b^2, & z>H\end{cases}$, $k=\dfrac{\omega}{\bar c}$, $n=\dfrac{\bar c}{c_0(z)}$, $\mu(x,z)=\bar c^2(\tilde c^{-2}-c_0^{-2})$, $k_b=\dfrac{\omega}{c_b}$, $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака, $z_0=z_1H/H_1$ – приведенное значение глубины источника

NRL300. Решение (5) при условии малости μ (в нашем эксперименте $\max|\mu| \sim 0.03$) найдено в [6]. При $r = R$, обозначив $P_\omega(z,T) = P_\omega(R,z,T)$, имеем решение в виде

$$P_\omega(z,T) = \sum_{m,n} P_{mn} \exp[-i\Delta q_{mn} v_r (T - T_2)], \tag{6}$$

$$P_{mn}(z) = C_n^0 S_{mn}(L) \psi_m(z) (q_m R)^{-1/2} \exp(i q_m R), \tag{7}$$

где $C_n^0 = (8\pi)^{-1/2} \exp(i\pi/4) s(\omega) \psi_n(z_0)$ – коэффициенты возбуждения мод; $\psi_m(z)$ и q_m – собственные функции и собственные значения задачи Штурма–Лиувилля

$$\{d^2/dz^2 + k^2 n^2 - q_m^2\}\psi_m(z) = 0,$$
$$\psi_m(0) = 0, \quad \psi_m(H) + g_m \left.\frac{d\psi_m}{dz}\right|_{z=H} = 0, \quad \int_0^H \psi_m^2(z) dz + \frac{g_m \psi_m^2(H)}{2m_1^2} = 1, \tag{8}$$

где $g_m = im_1 / \sqrt{k_b^2 - q_m^2}$, $m_1 = \rho_b / \rho$, $\Delta q_{mn} = q_m - q_n$; $S_{mn}(L)$ – элементы матрицы $\mathbf{S}$ в точке $x = L$, являющейся решением системы

$$\frac{d\mathbf{S}}{dx} = \mathbf{W}\mathbf{S}, \quad \mathbf{S}(0) = \mathbf{I}, \tag{9}$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, $\mathbf{W}$ – матрица элементов

$$W_{mn} = \frac{ik^2 \exp(-i\Delta q_{mn} x)}{2\sqrt{q_m q_n}} \int_0^H \mu(x,z) \psi_m(z) \psi_n(z) dz .$$

Заметим, что если в (6) величина z интерпретируется как глубина гидрофона VLA, то она должна вычисляться через приведенное значение $z = z_2 H / H_2$. Заметим также, что в (6), по сравнению с аналогичной формулой (11) из работы [6], стоит множитель $v_r(T - T_2)$ вместо vT. Это связано с выбором другого времени начала отсчета и противоположным направлением движения НВВ.

Следуя методике обработки эксперимента, после расчета $P_\omega(z,T)$ найдем спектр относительных флуктуаций интенсивности $G_I(\Omega, \omega, z)$ (см. (3)). Анализ, проведенный в [6], показывает, что максимумы в спектре $G_I(\Omega, \omega, z)$ должны лежать на дисперсионных линиях $F = F_{mn}(f) = (2\pi)^{-1} v \Delta q_{mn}(f)$, где $n > m$. На рис. 2 приведены дисперсионные линии первых трех порядков при $n = m+1$, $m+2$, $m+3$ для используемых в эксперименте частот звука $f = 300 \pm 30$ Гц и для 9 мод, что равно максимальному числу распространяющихся мод на частоте 270 Гц. Из теории [6] следует, что наиболее крупные флуктуации должны наблюдаться на дисперсионных линиях первого порядка $F = F_{m,m+1}(f)$. Физически это соответствует максимальному взаимодействию мод соседних номеров и, как видно из рис. 2, соответствует частотам флуктуаций $F = 6$–15 ц/ч. Где-то внутри этого диапазона должна наблюдаться частота максимальных флуктуаций F^*, которую, следуя терминологии работ [3–7], будем называть доминирующей частотой.

Для определения значения доминирующей частоты в эксперименте может не хватить интервала наблюдения $\Delta T = 7.5$ мин, поскольку минимальная граница правильного определения частот флуктуаций в спектре Фурье равна $F_{\min} = 1/\Delta T = 8$ ц/ч, что больше возможного значения $F^* = 6$–8 ц/ч из указанного выше диапазона. Если в эксперименте реализуется ситуация $F^* < 8$ ц/ч, то обработка Фурье по интервалу $\Delta T =$ 7.5 мин даст $F^* \approx 8$ ц/ч, что будет ошибочным значением доминирующей частоты, но будет свидетельствовать о ее существовании и значении ниже 8 ц/ч. При моделировании этой проблемы не существует, поскольку можно взять интервал наблюдения равный, например, $\Delta T = 30$ мин, при котором $F_{\min} = 2$ ц/ч, и искомые частоты флуктуаций будут определены корректно.

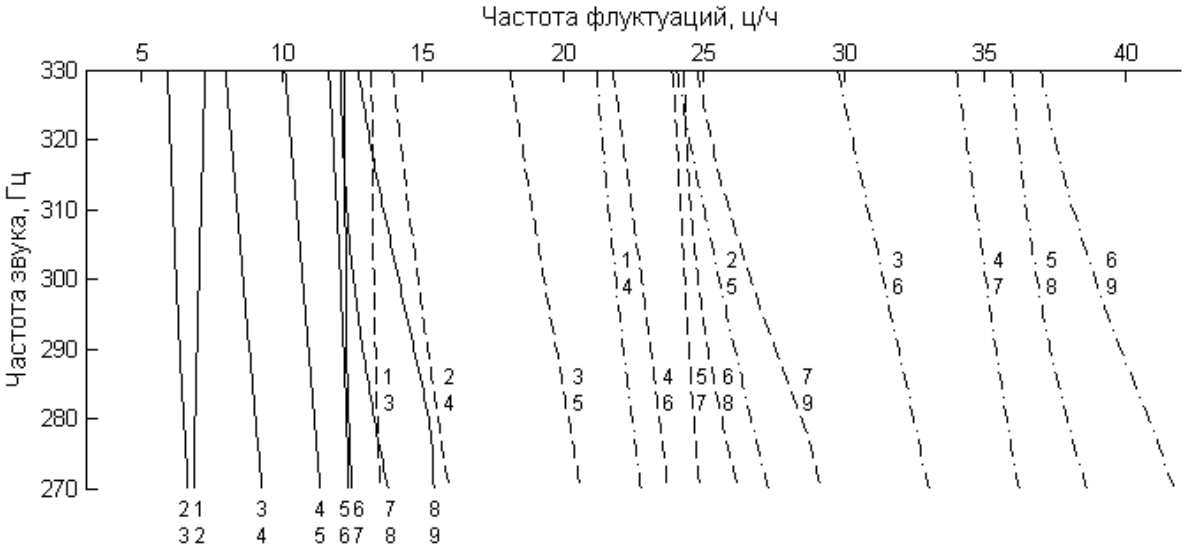


Рис. 2. Дисперсионные линии первых 3 порядков. Числа возле линий – номера мод.

На рис. 3 в первых двух колонках приведены результаты расчетов спектра $G_I(\Omega,\omega,z)$ для модели НВВ из 1 ВС ($L=2$ км) и модели НВВ из 7 ВС ($L=13$ км). В обоих случаях интервал наблюдения равнялся $\Delta T=30$ мин, что соответствовало текущему времени $T=T_1\pm\Delta T/2=$ 05:52:30–06:22:30. В течение этого времени НВВ целиком двигались внутри трассы, не заходя на источник или приемник. В третьей колонке приведены результаты эксперимента. Для удобства анализа на рисунки нанесены дисперсионные линии первых двух порядков. Видно, что на всех картинах наиболее крупные флуктуации действительно наблюдаются в области дисперсионных линий первого порядка, что особенно важно отметить для экспериментальных картин, поскольку это является первым подтверждением модовой теории.

Далее, измерим доминирующую частоту флуктуаций. Учитывая, что дисперсионные линии идут практически вертикально, предлагается проинтегрировать спектры по частоте звука, а также провести суммирование по всем 9 гидрофонам. Полученные спектры $G_I(\Omega)=\sum\int G_I(\Omega,\omega,z)d\omega$ изображены на рис. 4. Общий максимум для двух модельных спектров соответствует модельной доминирующей частоте $F^*_{\text{mod}}=6.4$ ц/ч, что, к сожалению, меньше предельной границы $F_{\min}=8$ ц/ч для удовлетворительного определения этой же частоты в эксперименте. Как видно из рис. 4, экспериментальный спектр имеет близкий к 8 ц/ч глобальный максимум при 8.5 ц/ч. Естественно считать этот максимум соответствующим экспериментальной доминирующей частоте, имеющей значение $F^*_{\text{exp}}\le 8.5$ ц/ч, что согласуется с теорией.

Интересно отметить, что модель 7 ВС в отличие от модели 1 ВС приводит к появлению новых выделенных частот (гармоник) практически кратных F^*_{mod} (рис. 4). Объясняется это следующим образом. В отсутствие НВВ на трассе преобладают 2 и 3 моды. В присутствие НВВ эти же моды дают основной вклад в рассеяние, причем для 7 ВС рассеяние идет не только в соседние, но и в моды, отличающиеся на 2–3 номера. Совместный анализ рис. 2–4 показывает, что доминирующей частоте $F^*_{\text{mod}}=(2\pi)^{-1}v\Delta q$ соответствуют флуктуации на дисперсионных линиях 12, 23, 34, гармонике $2F^*_{\text{mod}}$ – на линиях 13, 24, гармонике $3F^*_{\text{mod}}$ – на линии 35, гармонике $4F^*_{\text{mod}}$ – на линии 25, гармонике $5F^*_{\text{mod}}$ – на линии 36. Если предположить $\Delta q_{12}\approx\Delta q_{23}\approx\Delta q_{34}\approx\Delta q$, $\Delta q_{45}\approx\Delta q_{56}\approx 2\Delta q$, то наблюдаемая кратность гармоник полностью объясняется.

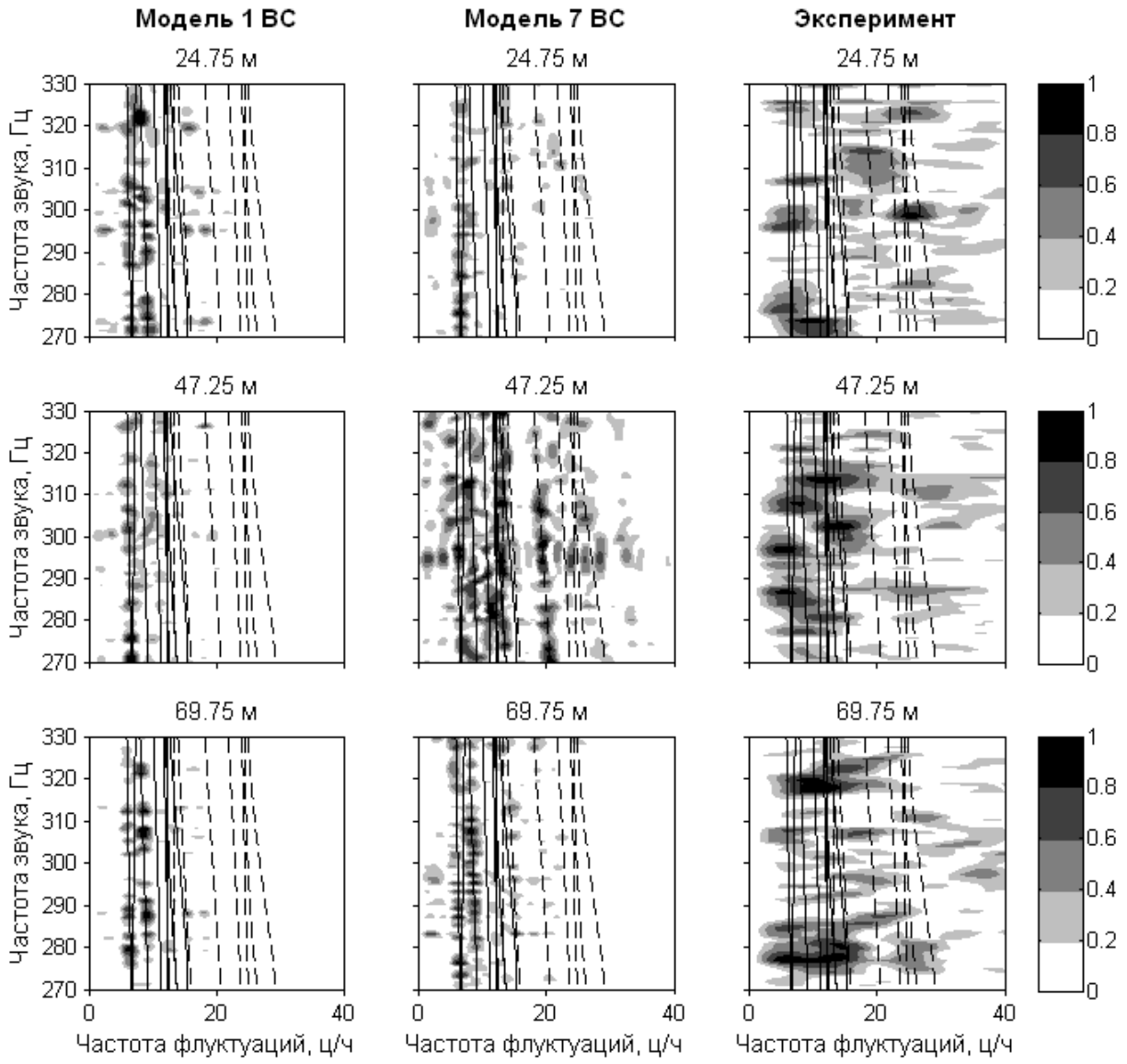


Рис. 3. Спектры $G_I(\Omega,\omega,z)$ для трех гидрофонов на глубинах 24.75, 47.25, 69.75 м. Первые две колонки – модель НВВ из 1 ВС и 7 ВС. Третья колонка – эксперимент. Линии на рисунках – дисперсионные линии первого и второго порядка.

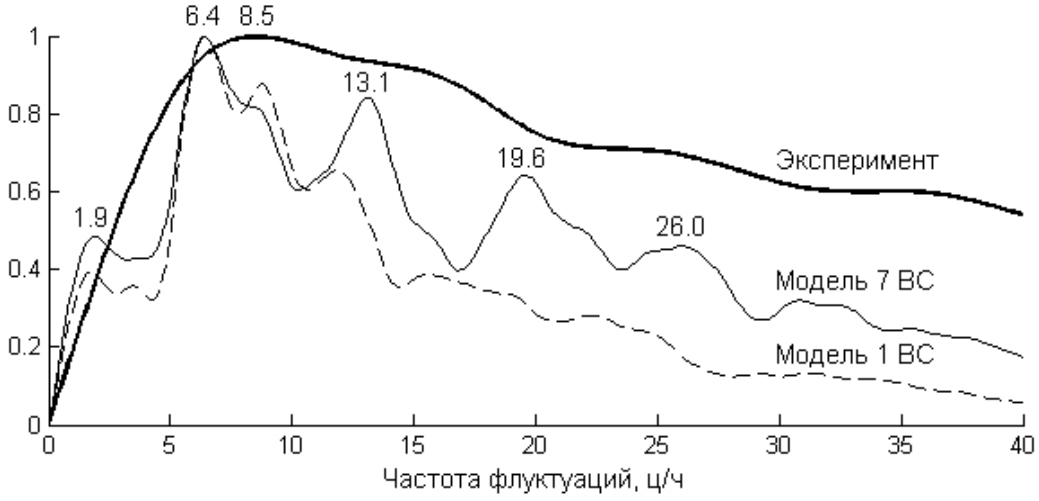


Рис. 4. Спектры $G_I(\Omega)$. Числа возле максимумов – частоты флуктуаций.

Например, частота флуктуаций для дисперсионной линии 35 равна $F_{35} = (2\pi)^{-1} v\Delta q_{35} = (2\pi)^{-1} v(\Delta q_{34} + \Delta q_{45}) \approx 3F^*_{\text{mod}}$. Как показывают расчеты, для данного волновода действительно выполняются приведенные выше приближенные равенства.

В заключение обратим внимание на то, что в рассмотренной модели величина $I(T) = \sum \int I_\omega(z,T) d\omega \approx \text{const}$, а в эксперименте $I(T)$ флуктуирует с амплитудой ~20% от среднего значения с основной частотой ~15 ц/ч. Это можно объяснить горизонтальной рефракцией, поскольку угол наклона фронта НВВ к трассе $\alpha = 9°$. Однако в экспериментальном спектре на рис. 4 глобального максимума на частоте ~15 ц/ч не наблюдается, что требует, по нашему мнению, более детального анализа возможного вклада горизонтальной рефракции в общую картину флуктуаций.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 14-02-00330, 14-05-91180, 12-05-00887-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

3. An Atlas of Oceanic Internal Solitary Waves by Global Ocean Associates. http://www.internalwaveatlas.com.
4. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. “Горячие точки” в поле внутренних волн в океане // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 410-436.
5. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г. Флуктуации интенсивности высокочастотных акустических импульсов, вызванные движением интенсивных внутренних волн в мелком море // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 47-55.
6. Katsnelson B, Grigorev V., Lynch J.F. Intensity fluctuations of midfrequency sound signals passing through moving nonlinear internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124, № 3, P. EL78-84.
7. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F. Флуктуации энергии высокочастотных звуковых сигналов в мелком море в присутствии нелинейных внутренних волн // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 485-493.
8. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г. Флуктуации звука, обусловленные взаимодействием мод на движущихся нелинейных внутренних волнах в мелком море // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 3. С. 262-271.
9. Katsnelson B.G., Grigorev V., Badiey M., Lynch J.F. Temporal sound field fluctuations in the presence of internal solitary waves in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 126. № 1. P. EL41-EL48.
10. Lynch J., Tang D. Overview of Shallow Water 2006 JASA EL Special Issue Papers // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124. № 3. P EL63-EL65.
11. Newhall A.E., Duda T.F., Keith von der Heydt, Irish J.D., Kemp J.N., Lerner S.A., Liberatore S.P., Ying-Tsong Lin, Lynch J.F., Maffei A.R., Morozov A.K., Shmelev A., Sellers C.J., Witzell W.E. Acoustic and oceanographic observations and configuration information for the WHOI moorings from the SW06 experiment / Woods Hole Oceanog. Inst. Tech. Rept. 2007.
12. Apel J.R., Badiey M., Ching-Sang Chiu, Finette S., Headrick R., Kemp J., Lynch J.F., Newhall A., Orr M.H., Pasewark B.H., Tielbuerger D., Turgut A., Keith von der Heydt, Wolf S. An overview of the 1995 SWARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment // IEEE J. Oceanic Eng. 1997. V. 22. № 3. P. 465-500.
13. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F. Определение эффективных параметров дна мелкого моря по спектрам широкополосных сигналов в условиях гидродинамической изменчивости // Труды XII Всероссийской конференции “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”. – СПб.: Наука, 2014.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА ПРОТЯЖЕННОЙ АНТЕННЫ НА ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫЙ МНОГОМОДОВЫЙ СИГНАЛ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Смирнов А.В., Малеханов А.И.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

E-mail: lexsmial@mail.ru , almal@hydro.appl.sci-nnov.ru

В данной работе выполнено моделирование функции отклика вертикальной антенной решетки на многомодовый сигнал и коэффициента ее усиления в случайно-неоднородном океаническом волноводе в предположении, что принимаемый сигнал представляет собой сумму нормальных волн с заданным спектром волновых чисел и случайными амплитудами, имеющими некоторый (зависящий от дистанции) конечный масштаб взаимных корреляций. Получены количественные оценки влияния основных физических характеристик сигнала, таких как спектр интенсивностей мод, спектр волновых чисел, масштаб межмодовых корреляций, на коэффициент усиления антенны при различных моделях пространственных корреляций шумов океана (сплошного и дискретного модового спектра). Полученные результаты позволяют провести сравнительный анализ влияния условий распространения многомодового сигнала в подводном канале на эффективность протяженной антенны.

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с первых результатов, полученных Я.С. Шифрином еще в 1960-х годах [1], статистическая теория антенн традиционно ориентирована на исследование характеристик эффективности протяженных антенн с учетом случайных флуктуаций как в ней самой, так и в окружающей среде, в которой распространяется сигнал удаленного источника. Классическая постановка задачи в этой области касается исследования диаграммы направленности (ДН) и коэффициента усиления (выигрыша) антенной решетки (АР) в присутствии случайных искажений амплитудно-фазового распределения АР и(или) волнового фронта полезного сигнала (как правило, плоской или сферической волны).

В связи с применением гидроакустических антенных систем больших волновых размеров, актуальность этих проблем в последние десятилетия значительно возросла в связи с необходимостью учета основных особенностей дальнего распространения звука в реальных условиях подводного звукового канала (ПЗК). Этими особенностями являются, как хорошо известно, (1) дискретизация пространственного (модового, лучевого) спектра принимаемого сигнала и (2) ослабление взаимных корреляций модовых амплитуд, а вместе с этим и пространственной когерентности сигнала, с ростом дистанции. Последний эффект является следствием многократного рассеяния звука на случайных неоднородностях в толще канала и(или) на случайно взволнованной поверхности. Наиболее интересным и важным в этом контексте случаем является случай таких размеров АР, когда они превосходят пространственный масштаб когерентности сигнала.

Различные аспекты этой задачи обсуждались ранее во многих работах, в том числе, анализировались диаграммы направленности АР в регулярном [2,3] и случайно-неоднородном ПЗК [4,5], эффекты влияния когерентности многомодового сигнала на эффективность его пространственной обработки (выходное отношение сигнал/шум, коэффициент усиления АР) [6-10]. Целью данной работы является численная демонстрация критического влияния на ДН и выигрыш вертикальной АР таких ключевых (непосредственно определяемых каналом распространения) характеристик многомодового сигнала, как вид спектра волновых чисел мод, вид спектра интенсивностей сигнальных мод и масштаб межмодовых корреляций (взаимных корреляций модовых амплитуд). Кроме того, особое внимание мы уделяем моделированию присутствия на входе АР модовых шумов океана, что наиболее характерно именно для вертикального размещения приемной антенны в ПЗК.

МОДЕЛЬ СИГНАЛА

Будем полагать, что приемная АР линейной конфигурации расположена в вертикальной плоскости ПЗК, который характеризуется спектром поперечных волновых чисел и амплитудными распределениями отдельных мод (для заданной несущей частоты сигнала). Приходящий на антенну сигнал от точечного источника, расположенного достаточно далеко от АР, представляется в виде суперпозиции конечного числа мод дискретного спектра:

$$S(z)=\sum_{m=1}^{M} a_m \varphi_m(z) \qquad (1)$$

где z – ось координат вдоль линейной АР по глубине канала, направленной от поверхности ($z=0$) к дну ($z=H$); M – число распространяющихся мод дискретного спектра; a_m – амплитуда m-ой моды (зависящая от целого набора параметров задачи); $\varphi_m(z)$ – волновая функция m-ой моды. Модовая структура сигнала, как и спектр поперечных волновых чисел γ_m, полностью определяются, как хорошо известно, выбором модели ПЗК (профилем скорости звука по глубине, включая донные слои). Для упрощения дальнейшего анализа и акцента на влиянии отмеченных выше физических факторов распространения сигнала в канале, будем полагать, что вертикальная АР, имеющая число элементов N и межэлементное расстояние $d=\lambda/2$, перекрывает волновод по всей толщине водного слоя. Это предположение приводит, очевидно, к высокой степени ортогональности модовых функций на входе АР, в то время как уменьшение ее размеров – напротив, к частичной ортогональности мод, т.е. к ограничению разрешающей способности АР в модовом пространстве и появлению дополнительного физического фактора, связанного с положением АР в канале.

Амплитуды сигнальных мод предполагаются случайными функциями времени, зависящими как от координат источника, так и от эффектов распространения (затухания мод, трансформации модового спектра по трассе). В достаточно общем случае они могут быть рассмотрены в виде: $a_m = A_m \exp\{-ih_m r-\alpha_m r\}\exp\{i\xi_m(r,t)\}$, где величина A_m определяется, в частности, глубиной источника и его интенсивностью (фактически, ее нормировкой), а также цилиндрическим расхождением для заданного расстояния до источника r; α_m – коэффициент затухания m-ой моды, вызванный взаимодействием звука с дном и (или) рассеянием в другие моды; $\xi_m(r,t)$ – случайный фазовый сдвиг, возникающий в результате рассеяния звука на случайных объемных и/или поверхностных неоднородностях канала. Регулярные фазовые сдвиги, разные для разных мод из-за разницы продольных волновых чисел h_m, приводят к формированию сложной интерференционной картины звукового поля многомодового сигнала, в то время как случайные фазовые сдвиги – к ослаблению взаимных корреляций модовых амплитуд (в дальнейшем называемыми межмодовыми корреляциями) и затуханию (сглаживанию) интерференционной картины [11-13]. Результирующая функция пространственных корреляций (функция когерентности) сигнала (1) на входе АР выражается в общем случае как

$$R_S(z_1,z_2)=\left\langle S(z_1)S(z_2)^*\right\rangle=\sum_{m=1}^{M}\left\langle a_m a_n^*\right\rangle\varphi_m(z_1)\varphi_n^*(z_2) \qquad (2)$$

В недавних наших работах [14,15] модель сигнала общего вида (1),(2) была использована для моделирования функции когерентности многомодового сигнала в зависимости от подчеркнутых выше физических факторов: вида спектра волновых чисел мод (фактически, для различных профилей скорости звука в канале), вида спектра интенсивности сигнальных мод (локализованного в группе мод с различными номерами), масштаба межмодовых корреляций (числа мод, амплитуды которых достаточно хорошо коррелированны с амплитудой данной моды). Последний из

перечисленных факторов моделировался нами с помощью эвристической модели [8,14,15]:

$$\left\langle a_m a_n^* \right\rangle = \sqrt{|a_m|^2 |a_n|^2}\, e^{-\frac{D_{mn}}{2}}, \quad D_{mn} = \frac{(m-n)^2}{\Delta^2},$$

где параметр Δ есть некоторый (характерный для данного расстояния и типа канала) масштаб межмодовых корреляций. Эта модель опирается на ряд работ, авторы которых анализировали эффекты затухания межмодовых корреляций при распространении звука в океанических волноводах (см., например, [11-13]).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА АНТЕННЫ

Для численного анализа влияния тех же факторов на отклик протяженной АР мы используем стандартное определение функции отклика как величину среднего уровня мощности сигнала на выходе сумматора АР:

$$D(\theta) = \sum_{j=1}^{N} S(x_j) F(x_j) \quad \left\langle |D(\theta)|^2 \right\rangle = \vec{F}^T \left\langle \vec{S}\vec{S}^+ \right\rangle \vec{F}^* = \vec{F}^T \mathbf{R_S} \vec{F}^* \qquad (3)$$

Здесь сигнальный вектор $\vec{S}$ получен из уравнения (1) для заданного набора положений элементов АР z_j; вектор $\vec{F}$ есть произвольное амплитудно-фазовое распределение (АФР) антенны; матрица $\mathbf{R_S}$ есть матрица пространственных корреляций сигнала, получаемая из уравнения (2), N – число элементов АР. Ниже мы используем в качестве АФР векторы, соответствующие либо фазированной (в произвольный угол) антенне (при этом $F_j = exp\{-iz_j k \sin\theta\}$, где k – волновое число), либо настройке АР на заданную m-ую моду ($(F_m)_j = \varphi_m(z_j)$). Выбор последних сделан нами с целью демонстрации эффекта существенной зависимости отклика (3) и коэффициента усиления антенны от конкретного выбора моды, особенно в случае некоторого характерного распределения по модам сигнала и шумов океана.

Расчет функции отклика АР (3) на сигнал вида (1),(2) проведен нами для трех различных типов ПЗК (изоскоростного, параболического и приповерхностного, которые заметно отличаются друг от друга спектрами волновых чисел), различных спектров интенсивности сигнальных мод и различных значений масштаба межмодовых корреляций сигнала. Для сравнения откликов в различных ситуациях мы считали постоянными следующие параметры: число сигнальных мод ($M_S = 20$), которые отсчитываются от первой моды, длину волны ($\lambda = 10$ м), длину антенны ($L_A = 1000$ м) и соответствующее число приемных элементов ($N = 201$), при этом параметры самих волноводов (глубина, общее число распространяющихся мод) не фиксировались и подбирались в соответствии с заданными параметрами и условием перекрытия антенной водной толщи ПЗК.

На рис. 1 показаны отклики фазированной антенны в различных каналах (кривые 1–3, отвечающие изоскоростному, приповерхностному и симметричному параболическому профилю скорости звука, соответственно) в случае равномерного спектра интенсивностей сигнальных мод, а также в свободном пространстве (кривая 4). Видно, что функция отклика имеет симметричный вид относительно оси канала (антенны). Это связано, очевидно, с интерпретацией мод в виде двух плоских волн с симметричными углами прихода относительно фазового центра АР. Отклик антенны существенно зависит от вида спектра волновых чисел: от того, насколько сильно он неэквидистантен, что полностью аналогично отклику горизонтальной АР [14]. Заметно разная ширина главного лепестка функции также связана с различным заполнением углового спектра первыми двадцатью модами сигнала, что зависит, в свою очередь, от вида спектра поперечных волновых чисел: $\theta_m = \pm arcsin(\gamma_m / k)$.

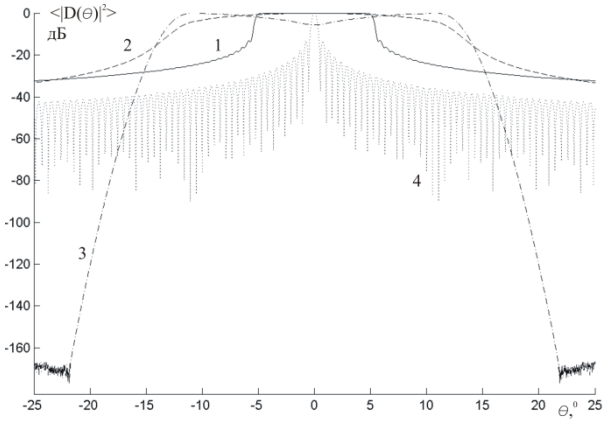


Рис. 1. Отклик АР в изоскоростном (1), приповерхностном (2), параболическом (3) каналах и в свободном пространстве (4).

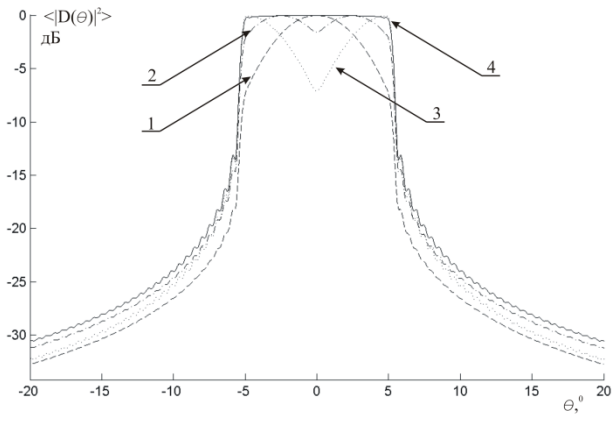


Рис. 2. Отклик АР в изоскоростном канале при различных спектрах интенсивности сигнальных мод: локализация в низких (1), средних (2), высоких модах (3) и равномерно во всех модах (4).

Далее, на примере эквидистантного спектра поперечных волновых чисел (изоскоростной канал) продемонстрируем влияние неравномерности спектра интенсивности мод на функцию отклика вертикальной АР. Видно, что в зависимости от возбуждения той или иной группы мод отклик имеет различное угловое распределение. Очевидно, что чем больше размер АР, тем больше мод дискретного спектра она способна разрешить, при этом наиболее разрешаемыми модами являются «разреженные» моды, наиболее отдаленные друг от друга в пространстве волновых чисел. Поскольку предельная длина АР не превышает глубину волновода, то даже при максимальной длине, без специального выбора АФР (специальной обработки сигнала), отдельные моды полностью не разрешаются, в отличие от горизонтальной АР, которая не имеет теоретических ограничений на размер и, следовательно, на угловое разрешение мод дискретного спектра.

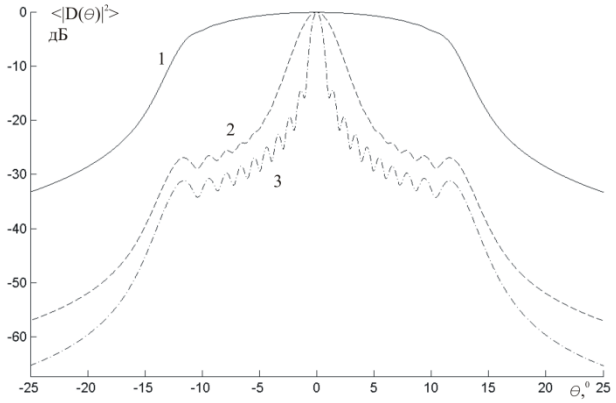


Рис. 3. Отклик АР в приповерхностном канале (неэквидистантный спектр волновых чисел) при равномерном спектре интенсивностей мод, взаимно-некоррелированных (1) и частично-коррелированных модах: $\Delta = 3$ *(2,)* $\Delta = 20$ *(3).*

Наконец, учет межмодовых корреляций также приводит к существенной зависимости отклика АР от этого параметра, причем их возрастание приводит постепенно к формированию «многолепестковой» функции отклика, аналогично отклику в регулярном (без случайных неоднородностей) канале. Ключевым определяющим параметром является здесь значение параметра Δ – характерного масштаба межмодовых корреляций. На рис. 3 этот эффект демонстрируется на примере канала с существенно неэквидистантным спектром поперечных волновых чисел (приповерхностный канал). Дополнительное сужение спектра модовых интенсивностей вследствие, например, неравномерного модового затухания (в данном случае моделировался равномерный спектр), очевидно, приведет к более высокому сходству отклика с аналогичным для свободного («одномодового») пространства.

ВЫИГРЫШ АНТЕННЫ

Коэффициент усиления АР определяется нами обычным образом как отношение выходного отношения сигнал/шум (ОСШ) к входному, при этом последнюю величину мы определяем как отношение средних по элементам интенсивностей сигнала и шумов (это уточнение существенно в случае их зависимости от глубины элемента):

$$G = \frac{\vec{F}^T \mathbf{R_S} \vec{F}^* \Big/ \left(\vec{F}^T \left(\mathbf{I} + \mu \mathbf{R_M}\right)\vec{F}^*\right)}{\sum_{i=1}^{M} I_{Si}(z_0) \Big/ \left(1 + \mu \sum_{i=1}^{M} I_{Ni}(z_0)\right)}, \qquad (4)$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, которая относится к пространственным корреляциям изотропного шума и собственных шумов в каналах АР (единичной мощности); $\mathbf{R_M}$ – матрица пространственной корреляции шумов океана, для формирования которой мы используем известные модели шумов сплошного модового спектра [16] и дискретного модового спектра [17]; μ – коэффициент отношения мощности модового к белому шуму; $I_{Si}(z_0)$ и $I_{Ni}(z_0)$ – интенсивности *i*-ой моды на некоторый выбранной глубине z_0 в поле сигнала и модового шума соответственно.

Отметим, что обе используемые модели шумов океана опираются на представление о преобладающем возбуждении шумов источниками, изотропно распределенными в приповерхностном слое океана. В результате, обе эти модели примечательны неравномерным, растущим с величиной угла от оси канала, угловым спектром шума. При этом модель [17] позволяет учесть в явном виде дискретизацию модового спектра шума, наиболее характерную для относительно низких частот в диапазоне сотен Гц. При дальнейшем понижении частотного диапазона необходимо учитывать статистические эффекты и соответствующий «снос» модового спектра шума в область низких мод (приосевых углов) [18,19].

Для анализа коэффициента усиления G (4) мы выбирали вектор АФР F_m в соответствии с вертикальным профилем данной моды по глубине. Моделирование было выполнено для изоскоростного канала, у которого на всей глубине интенсивность сигнала и помех практически одинакова (для случая взаимно-некоррелированных мод), в силу чего ОСШ отдельного приемника не зависит от глубины. Использовались следующие параметры: длина антенны $L_A = 100$ м, число элементов $N = 21$, число мод $M = 20$, длина волны $\lambda = 10$ м.

Первоначально рассматривалась модель сигнала с минимальной для заданного числа сигнальных мод длиной когерентности (т.е. при эквидистантном спектре поперечных волновых чисел, равномерном спектре интенсивностей мод, отсутствии межмодовых корреляций). Суммарная мощность шума на входе задавалась равной мощности сигнала. На рис. 4,5 показан выигрыш АР для модели шума сплошного модового спектра [16] и дискретного спектра [17], соответственно. Горизонтальным пунктиром отмечен уровень усиления АР, отвечающий приему когерентного сигнала на фоне белого шума в свободном пространстве (величина $10\lg N$). Видна существенная зависимость выигрыша АР от выбора АФР в виде той или иной моды, что связано, очевидно, с различным распределением сигнала и шума по модам.

По мере увеличения когерентности многомодового сигнала выигрыш АР будет только возрастать, что показано на рис. 6. В качестве модели шума здесь выбрана модель модового шума [17], а в качестве модели сигнала – модель сигнала с взаимно-некоррелированными модами, но уже с неравномерным спектром интенсивностей, локализованным в области низких мод. Таким образом, сигнал и шум в модовом пространстве разделены здесь в еще большей степени, чем на предыдущих двух рисунках, что привело к дополнительному и весьма заметному возрастанию выигрыша АР именно в случае выбора в качестве ее АФР мод с первыми номерами.

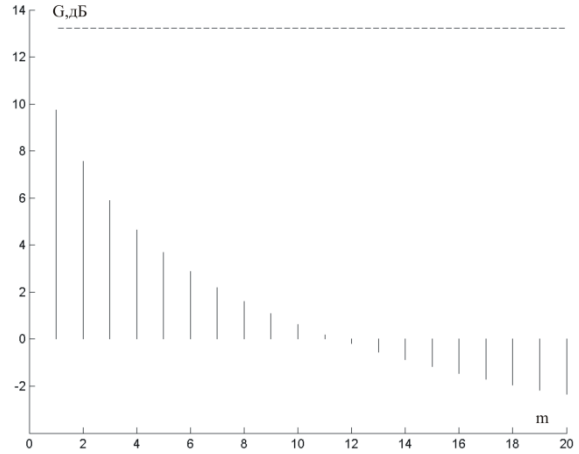


Рис. 4. Выигрыш АР при приеме сигнала с минимальным масштабом когерентности на фоне шумов [16]. Пунктир – уровень 10lgN.

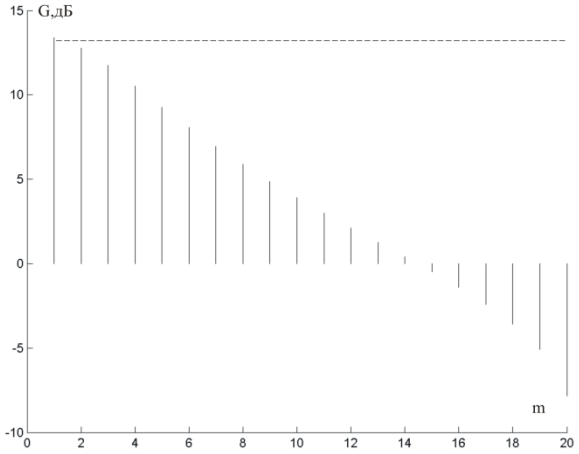


Рис. 5. Аналогично рис. 4, для модели модовых шумов [17].

К аналогичному эффекту дополнительного выигрыша АР приводит увеличение масштаба межмодовых корреляций, т.е. рост когерентности сигнала.. Таким образом, при приеме относительно маломодового сигнала (принимаемого в области наименее зашумленных низких мод) и при этом частичном сохранении межмодовых корреляций, возникает возможность получения значительного выигрыша АР при соответствующем выборе АФР. В данном случае, АР работает как эффективный модовый фильтр сигнала на фоне модовых помех, что принципиально возможно именно при существенно различных спектрах полезного сигнала и шумов океана в модовом пространстве [9].

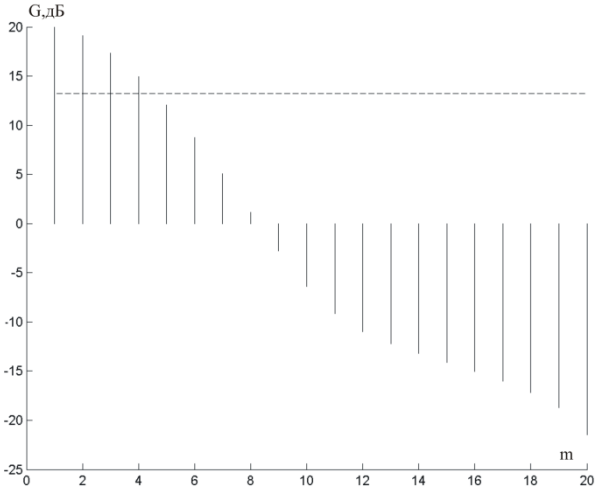


Рис. 6. Выигрыш АР в случае неравномерного (локализованного в низких модах) спектра интенсивности мод на фоне модовых шумов [17]. Пунктир – уровень 10lgN.

ВЫВОДЫ

Статистические эффекты распространения звука на большие расстояния в случайно-неоднородных ПЗК приводят к значительному ослаблению когерентности сигнала и, вместе с этим, существенно влияют на формирование отклика протяженной АР на такой сигнал и ее выигрыш в сравнении с одиночным приемником. С использованием достаточно простой и вместе с тем универсальной модели многомодового сигнала, мы продемонстрировали эффекты влияния тех физических факторов, которые наиболее важны в реальных условиях – спектра волновых чисел мод, спектра интенсивностей сигнальных и помеховых мод, масштаба межмодовых корреляций полезного сигнала. В зависимости от конкретных условий распространения сигнала удаленного источника и формирования шумового поля на входе АР эти факторы могут быть оценены на основе имеющейся априорной информации и, следовательно, использованы для получения оценок и сравнительного анализа выигрыша АР в зависимости от выбора ее АФР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. – М.: Сов. радио, 1970.
2. Елисеевнин В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. – 1979. Т. 25, № 2. – С. 227-233.
3. Елисеевнин В.А. О работе вертикальной линейной антенны в водном слое // Акуст. журн. – 1981. Т. 27, № 2. – С. 228-233.
4. Сазонтов А.Г., Фарфель В.А. О работе горизонтальной антенны в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. – 1990, Т. 36, №1. – С. 130-136.
5. Uscinski B.J., Reeve D.E. The effect of ocean inhomogeneities on array output // J. Acoust. Soc. Am. – 1990. Vol. 87. № 6. – P. 2527-2534.
6. Cox H. Line array performance when the signal coherence is spatially dependent // J. Acoust. Soc. Am. – 1973. Vol. 54, № 6. – P. 1743-1746.
7. Morgan D.R., Smith T.W. Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with application to large-array matched-field beamforming // J. Acoust. Soc. Am. – 1990. Vol. 87, № 2. – P. 737-747.
8. Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Таланов В.И. Моделирование оптимальной пространственной обработки сигналов в подводных звуковых каналах // Акуст. журн. – 1992. Т. 38, № 6. – С. 1044-1051.
9. Вдовичева Н.К., Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г. Коэффициент усиления вертикальной антенны в случайно-неоднородном океаническом волноводе // Акуст. журн. – 1997. Т. 43, № 6. – С. 756-763.
10. Gorodetskaya E.Yu., Malekhanov A.I., Sazontov A.G., and Vdovicheva N.K. Deep-water acoustic coherence at long ranges: Theoretical predictions and effects on large-array signal processing // IEEE J. Oceanic Eng. – 1999. Vol. 24, № 2. – P. 156–171.
11. Нечаев А.Г. Затухание интерференционной структуры акустического поля в океане со случайными неоднородностями // Акуст. журн. – 1987. Т. 33, № 3.– С. 535-538.
12. Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Малахов А.Н. Флуктуации мод в каноническом подводном звуковом канале // Акуст. журн. – 1989. Т. 35, № 2. – С. 229-235.
13. Артельный В.В., Раевский М.А. Межмодовые корреляции акустического поля в волноводе со случайными объемными неоднородностями // // Акуст. журн. – 1989. Т. 35, № 5. – С. 774-780.
14. Malekhanov A. I., Smirnov A.V. Signal coherence and coherence-induced effects on array output in multimode transmission channels // Proc. of IX International Conference on Antenna Theory and Techniques – 2013. - P. 98-102.
15. Малеханов А.И., Смирнов А.В. Анализ когерентных свойств многомодовоого сигнала в случайно-неоднородном океаническом волноводе для вертикально-ориентированной антенны // Труды XII Всероссийской конференции "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики" – СПб, 2014.
16. Cron B.F., Sherman C.H. Spatial-Correlation functions for various noise models // J. Acoust. Soc. Am. – 1962. Vol. 34, № 11. – P. 1732–1736.
17. Kuperman W.A., Ingenito F. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // J. Acoust. Soc. Am. – 1980. Vol. 67, № 6. – P. 1988–1996.
18. Аредов А.А., Охрименко Н.Н., Фурдуев А.В. Анизотропия шумового поля в океане (эксперимент и расчет) // Акуст. журн. – 1988. Т. 34, № 2. – С. 215-221.
19. Артельный В.В., Диденкулов И.Н., Раевский М.А. Низкочастотные динамические шумы в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. – 1988. Т. 34, № 1. – С. 12-18.

ВЛИЯНИЕ СТРАТИФИКАЦИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ОСАДОЧНОМ СЛОЕ ДНА НА ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: bel@hydro.appl.sci-nnov.ru

Рассмотрено влияние градиента скорости звука в жидком осадочном слое дна на возбуждение боковых сдвиговых и продольных волн, а также собственных мод, формирующих пространственно-частотную интерференционную структуру широкополосного звука в мелком море. При этом основное внимание уделяется исследованиям закономерностей, проявляющихся в поведении на плоскости частота - горизонтальное расстояние линий максимальных значений интенсивности акустического поля, формируемого только модами волновода. Кроме того, достаточно подробно рассмотрены частотные зависимости фазовой и групповой скоростей сейсмоакустической поверхностной волны.

В [1] было показано, что интерференционная структура поля является весьма чувствительной даже к незначительным изменениям толщины однородного осадочного слоя с некоторыми усредненными характерными параметрами. Естественно предположить, что интерференционная структура поля будет так же заметно зависеть и от изменения акустических параметров донной толщи.

Поэтому здесь рассматривается влияние градиента скорости продольных волн в жидком осадочном слое на формирование пространственно - частотной структуры акустического поля в мелком море.

Для этого предположим, что, во-первых, точечный источник акустического излучения с частотой f находится на глубине z_s в изоскоростном водном слое толщиной H со скоростью звука c и плотностью среды ρ в нем, а приемник – на глубине z_r в этом же слое, во-вторых, жидкий осадочный слой толщиной h со скоростью звука в нем $c_s(z)$, меняющейся с глубиной следующим образом:

$$c_s(z) = \frac{c_1}{\sqrt{1-\alpha(z+H)}}, \qquad (1)$$

и плотностью среды ρ_s, расположен на однородном упругом полупространстве со скоростями сдвиговой c_t и продольной c_l волн и плотностью среды ρ_l. Предположим также, что скорость звука в слое осадков возрастает с глубиной, при этом $\alpha < 0$.

Тогда, при учете соответствующих граничных условий (см. [1]), выражение для потенциала смещения $\varphi(k,r)$ сведется к сумме трех слагаемых, отвечающих модам $\varphi_{mod}(k,r)$, а также продольной $\varphi_l(k,r)$ и сдвиговой $\varphi_t(k,r)$ боковым волнам (здесь k – волновой вектор, r – горизонтальное расстояние).

С использованием асимптотики функции Ханкеля (при $\xi r ? 1$, где ξ – проекция волнового вектора k на ось r) получаем для $\varphi_{mod}(k,r)$ следующее выражение:

$$\varphi_{mod}(k,r) = \frac{1}{\sqrt{r}}\sum_{m=0}^{M} A_m e^{ikr/\nu_m}, \qquad (2)$$

где

$$A_m = 2\sqrt{\frac{2\pi k}{i}}\frac{D_1(\nu_m)}{D_2(\nu_m)}\sin(z_s x_m / H)\sin(z_r x_m / H); \qquad (3)$$

$$D_1(v) = iS\zeta\left[Rb^4v^4\gamma_2U_2 - Sg\zeta U_1\right]/\left(\sqrt{v}\cos(x)\right), \tag{4}$$

$$D_2(v) = S\sin(x)\left[Rb^4v^4\left(\zeta\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}+\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)U_2 + 2\frac{\gamma_1\gamma_2}{\zeta}\left(t_1U_1+U_4\right)\right)+\right.$$

$$\left.+S\gamma_1\left(\zeta^2\left(\frac{g}{\gamma_1^2}-4q\right)U_4 + 2g\left(t_1U_3+t_2U_2\right)\right)\right] + \gamma_1^2\cos(x)\left[Rb^4v^4\left(\frac{1}{\gamma_2}U_1 + 2\frac{\gamma_2}{\zeta^2}\left(U_3+U_2\right)\right)-\right. \tag{5}$$

$$\left.-2S\left(2q\zeta U_3 - \frac{g}{\zeta}\left(U_4+t_2U_1\right)\right)\right] - \frac{SkH\zeta}{v\cos(x)}\left[Rb^4v^4\gamma_2U_2 + Sg\zeta U_4\right],$$

$$q = 2\gamma_2\gamma_3 + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} + \frac{\gamma_3}{\gamma_2} - 2(1+\gamma_3^2),$$

$$R = \rho/\rho_l,\ S = \rho/\rho_s,\ a = c/c_l,\ b = c/c_t,\ a_1 = c/c_1,\ a_2 = a_1\sqrt{1+\alpha h},$$

$$\gamma_1 = \sqrt{v^2-1},\ \gamma_2 = \sqrt{1-a^2v^2},\ \gamma_3 = \sqrt{1-b^2v^2},\ \zeta = \left(\frac{\alpha a_1^2}{k}\right)^{1/3}v,\ v = \frac{k}{\xi},$$

$$x = kH\gamma_1/v,\ g = (1+\gamma_3^2)^2 - 4\gamma_2\gamma_3,$$

$$U_1 = u(t_1)v(t_2) - v(t_1)u(t_2),\ U_2 = u_t'(t_1)v(t_2) - v_t'(t_1)u(t_2),$$

$$U_3 = u(t_1)v_t'(t_2) - v(t_1)u_t'(t_2),\ U_4 = u_t'(t_1)v_t'(t_2) - v_t'(t_1)u_t'(t_2),$$

$$t_1 = [1-a_1^2v^2]/\zeta^2,\ t_2 = [1-a_2^2v^2]/\zeta^2.$$

Здесь $u(t), v(t)$ – функции Эйри, а $u_t'(t), v_t'(t)$ – их производные, M – число мод, $x_m = x(v_m)$, а v_m – безразмерные (нормированные на c) фазовые скорости мод с номерами $m = 0,1,2\ldots$, являющиеся решениями дисперсионного уравнения

$$S\frac{\beta}{\gamma_1}\sin(x)\left[Rb^4v^4\gamma_2U_2 + Sg\zeta U_4\right] + \cos(x)\left[Rb^4v^4\gamma_2U_1 + Sg\zeta U_3\right] = 0 \tag{6}$$

при частотах излучения, превышающих соответствующие этим модам критические частоты f_m. Для нулевой $m = 0$ – фундаментальной моды $f_0 = 0$, а для других собственных мод с номерами $m = 1,2\ldots$ критические частоты $f_m = f_{t,m}$ находятся из следующего из (6) при $v_m = 1/b$ уравнения:

$$\mathrm{tg}\left(kH\sqrt{1-b^2}\right) = -\frac{\sqrt{1-b^2}}{S\beta}\frac{R\sqrt{b^2-a^2}U_1 + S\beta U_3}{R\sqrt{b^2-a^2}U_2 + S\beta U_4}, \tag{7}$$

в котором:

$$t_{1\beta} = (b^2-a_1^2)/\beta^2,\ t_{2\beta} = (b^2-a_2^2)/\beta^2,\ \beta = (\alpha a_1^2/k)^{1/3}. \tag{8}$$

По аналогии с [1], потенциалы смещения продольной $\varphi_l(k,r)$ и сдвиговой $\varphi_t(k,r)$ боковых волн определяются интегральными выражениями следующего вида:

$$\varphi_l(k,r) \approx \frac{4\sqrt{2}i}{\sqrt{\pi}r}e^{iakr}RS^2b^4\beta^2\int_0^\infty \frac{P_l(\eta)}{Q_l(\eta)}\eta^2e^{-\eta^2}\,d\eta, \tag{9}$$

где:

$$P_l(\eta) = (b^2-2T_l^2)^2\sqrt{T_l(a+T_l)}\sin(x_lz_s/H)\sin(x_lz_r/H),$$

$$Q_l(\eta) = krS^2\beta^2(b^2-2T_l^2)^4\chi_{1,l}^2 + i\left[iRb^4\chi_{2,l} - 4S\beta\sqrt{b^2-T_l^2}T_l^2\chi_{1,l}\right]^2(a+T_l)\eta^2,$$

$$\chi_{1,l} = S\beta\sin(x_l)U_4 + \sqrt{1-T_l^2}\cos(x_l)U_3,\ \ \chi_{2,l} = S\beta\sin(x_l)U_2 + \sqrt{1-T_l^2}\cos(x_l)U_1,$$

$$x_l = kH\sqrt{1-T_l^2},\ T_l = a + i\eta^2/(kr),$$

$$\varphi_t(k,r) \approx -\frac{16\sqrt{2}i}{\sqrt{\pi}r} e^{ibkr} RS^2 b^4 \beta^2 \int_0^\infty \frac{P_t(\eta)}{Q_t(\eta)} \eta^2 e^{-\eta^2} d\eta , \qquad (10)$$

где:

$$P_t(\eta) = (a^2 - T_t^2) T_t^{5/2} \sqrt{b + T_t} \sin(x_t z_s / H) \sin(x_t z_r / H) ,$$

$$Q_t(\eta) = kr \left[iRb^4 \sqrt{a^2 - T_t^2}\, \chi_{2,t} - S\beta (b^2 - 2T_t^2)^2 \chi_{1,t} \right]^2 + i16 S^2 \beta^2 (a^2 - T_t^2)(b + T_t) T_t^4 \chi_{1,t}^2 \eta^2 ,$$

$$\chi_{1,t} = S\beta \sin(x_t) U_4 + \sqrt{1 - T_t^2} \cos(x_t) U_3 , \quad \chi_{2,t} = S\beta \sin(x_t) U_2 + \sqrt{1 - T_t^2} \cos(x_t) U_1 ,$$

$$x_t = kH\sqrt{1 - T_t^2} , T_t = b + i\eta^2 / (kr) .$$

Полученные здесь выражения (2), (6), (9), (10) позволяют исследовать влияние градиента скорости звука в осадочном слое дна на возбуждение мод (2), а также продольных (9) и сдвиговых (10) боковых волн.

При проведении соответствующих численных расчетов выбирались следующие значения параметров мелководного океанического волновода, излучения и глубин погружения корреспондирующих точек: c = 1538 м/с, c_1 = 1700, 1900 м/с, α = -3.9·10^{-5} , -1.1·10^{-3} м$^{-1}$, c_t = 2400 м/с, c_l = 4000 м/с, ρ = 1·10^3 кг/м^3, ρ_s = 1.6·10^3 кг/м^3, ρ_l = 3·10^3 кг/м^3, H = 45 м, $h = 0 \div 150$ м, $f = 0 \div 200$ Гц, $|z_s|$ = 12 м, $|z_r|$ = 39 м.

На рис. 1 приведены частотные зависимости нормированных фазовых скоростей v собственных мод (6) при c_1 = 1700 м/с для двух значений градиента $|\alpha|$ = 3.9·10^{-5} м$^{-1}$ и 1.1·10^{-3} м$^{-1}$, соответствующих увеличению скорости звука на 0.03 м/с и на 1 м/с с ростом глубины на 1 м. Как видно из рисунков, влияние градиента на поведение кривой $v_m(f)$, соответствующей моде с номером m, заметно лишь на частотах, где $d\, v_m(f)/d\, f \to 0$, значительно превышающих соответствующие критические частоты собственных $f_{t,m}$ и, тем более, вытекающих $f_{p,m}$ мод, в окрестностях которых наблюдаются узкие максимумы частотных зависимостей амплитуд, соответственно, сдвиговой и продольной боковых волн.

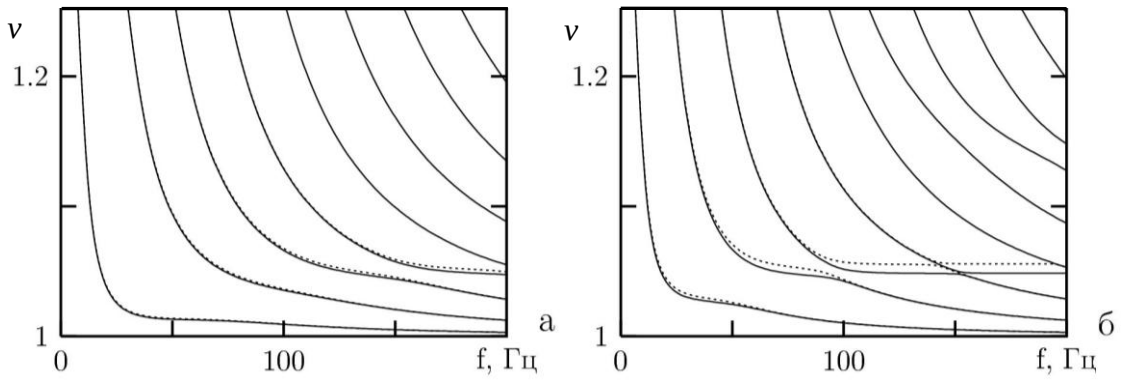


Рис. 1. Частотные зависимости нормированных фазовых скоростей v собственных мод: (а) для номеров мод l = 0…7 при $|\alpha|$ = 3.9·10^{-5} м$^{-1}$ (сплошные линии) и для номеров l = 0…3 при $|\alpha|$ = 1.1·10^{-3} м$^{-1}$ (пунктирные линии), h = 10 м; (б) для номеров мод l = 0…8 при $|\alpha|$ = 3.9·10^{-5} м$^{-1}$ (сплошные линии) и для номеров l = 0…3 при $|\alpha|$ = 1.1·10^{-3} м$^{-1}$ (пунктирные линии), h = 20 м

Следовательно, в случае маломодового распространения в относительно низкочастотном диапазоне 0 Гц < f < 60 Гц и соответствующем интервале глубин h

влияние градиента скорости звука в слое осадков на частотные зависимости амплитуд мод и боковых волн практически эквивалентно влиянию изоскоростного слоя осадков с некоторым характерным усредненным по глубине этого слоя значением $\overline{c}_s$.

Проиллюстрируем данный вывод только на примере частотных зависимостей нормированных амплитуд сдвиговых A_t [1] и продольных A_l [1] боковых волн.

С увеличением градиента, так же как и с увеличением скорости звука в изоскоростном слое осадков c_s, максимумы частотных зависимостей амплитуд боковых волн смещаются в относительно высокочастотный диапазон (см. рис. 2). Из выражений (9), (10) также можно видеть, что положение нулей f_{0s}^{l}, f_{0r}^{l} и f_{0s}^{t}, f_{0r}^{t} частотных зависимостей $\varphi_l(k,r)$ и $\varphi_t(k,r)$, соответственно:

$$\begin{cases} f_{0s}^{l} = \dfrac{nc}{2z_s\sqrt{1-a^2}} \\ f_{0r}^{l} = \dfrac{nc}{2z_r\sqrt{1-a^2}} \end{cases}, \begin{cases} f_{0s}^{t} = \dfrac{nc}{2z_s\sqrt{1-b^2}} \\ f_{0r}^{t} = \dfrac{nc}{2z_r\sqrt{1-b^2}} \end{cases}, n = 0,1\ldots \qquad (11)$$

не зависит от акустических параметров осадочного слоя, а определяется лишь величинами соотношений скоростей звука в водном слое и дне и глубинами погружения корреспондирующих точек.

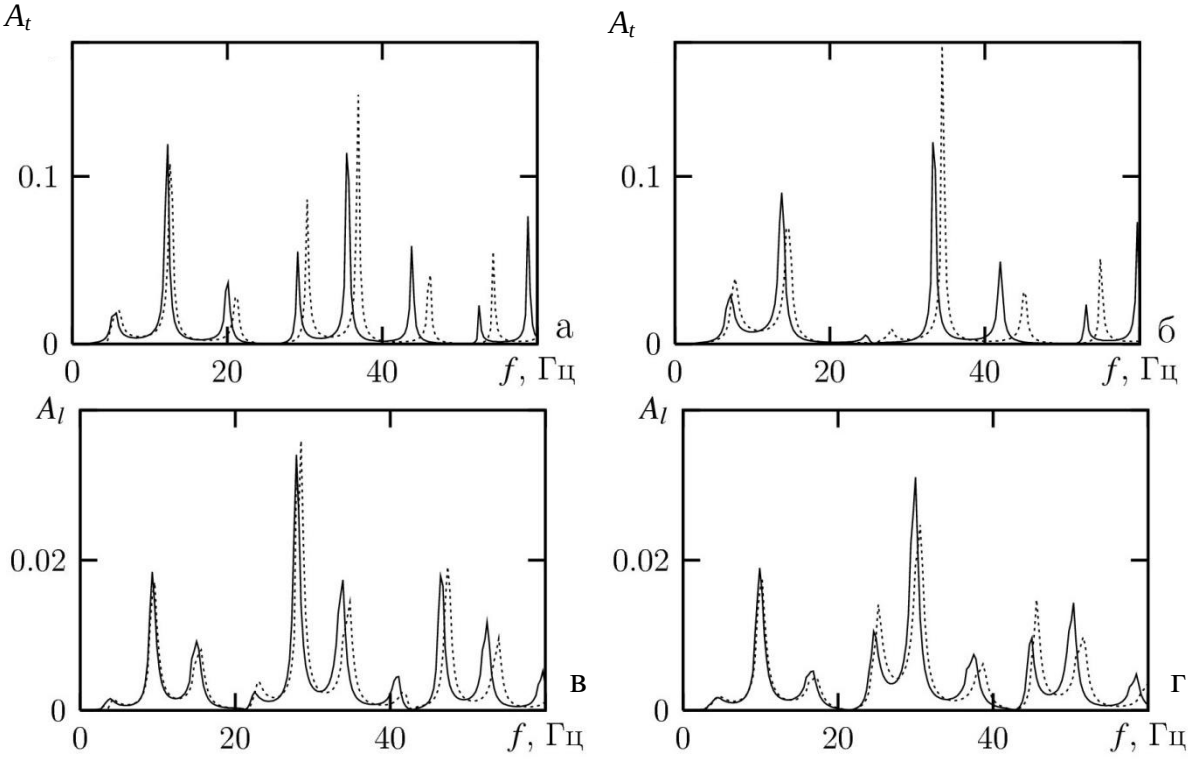


Рис.2. Зависимость от частоты f нормированной амплитуды сдвиговой A_t [1] (а, б) и продольной A_l [1] (в, г) боковых волн на расстоянии $r = 20$ H при $h = 100$ м и $c_1 = 1700$ м/с (а, в), $c_1 = 1900$ м/с (б, г): $|\alpha| = 3.9\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$ (сплошные линии), $|\alpha| = 1.1\cdot10^{-3}$ м$^{-1}$ (пунктирные линии)

Обратимся теперь к исследованию влияния неоднородности осадочного слоя дна на пространственно-частотную структуру поля в более высокочастотной части исследуемого диапазона – $f > f_{t,1}$, где она формируется, в основном, за счет интерференции собственных мод.

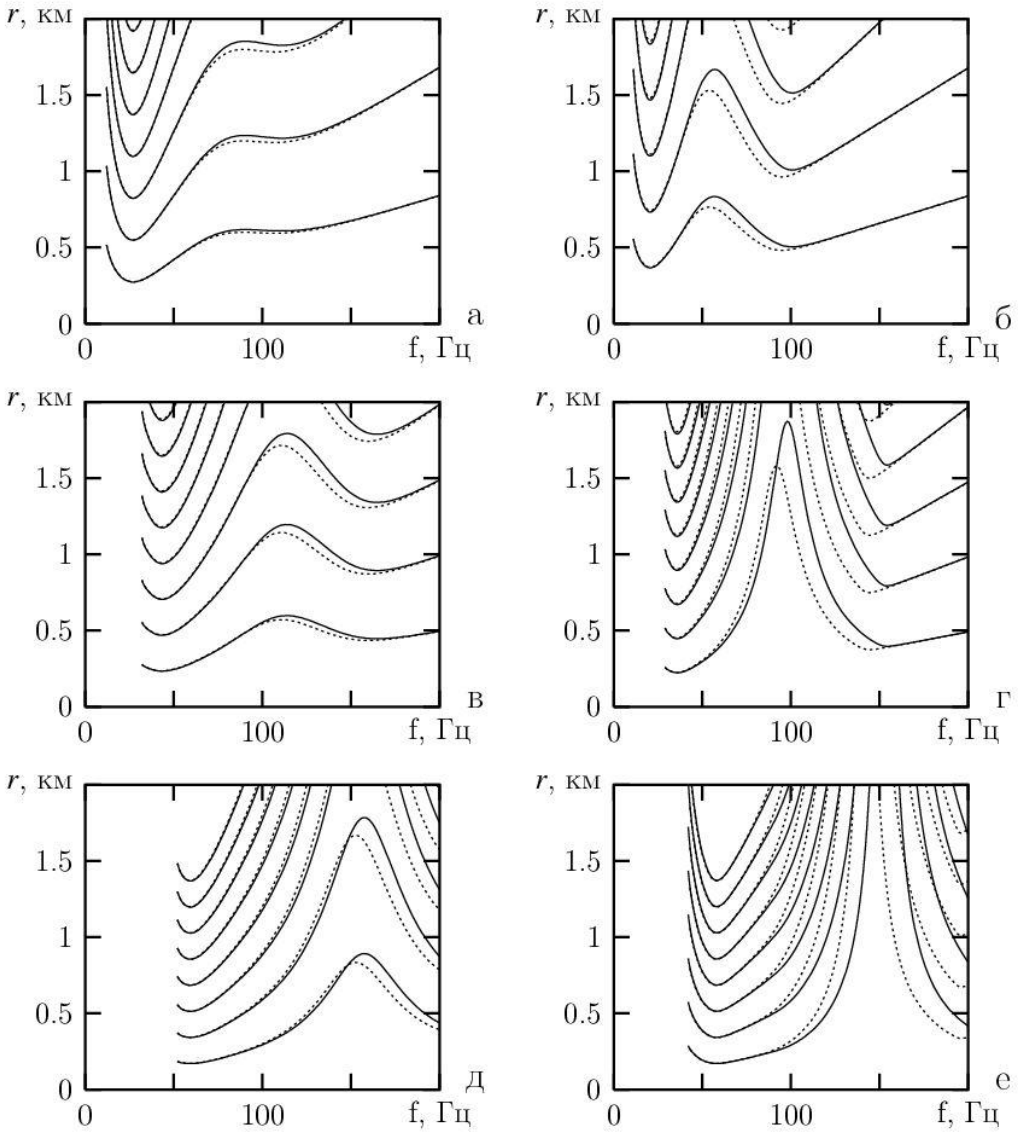


Рис. 3. Интерференционные линии $r_{lm}(f)$ *для мод с номерами* $l=0, m=1$ *при* h = 10 *м (а) и* h = 20 *м (б),* $l=1, m=2$ *при* h = 10 *м (в) и* h = 20 *м (г),* $l=2, m=3$ *при* h = 10 *м (д) и* h = 20 *м (е);* $|\alpha|$ = $3.9\cdot10^{-5}$ *м*$^{-1}$ *– сплошные линии,* $|\alpha|$ = $1.1\cdot10^{-3}$ *м*$^{-1}$ *– пунктирные линии*

Анализ представленных на рис. 1, 3 результатов численного моделирования позволяет сделать следующие выводы.

Во-первых, наличие незначительного градиента $|\alpha|$ = $3.9\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$ не приводит к заметным отличиям интерференционных линий (см. рис. 3) от аналогичных кривых в случае изоскоростного осадочного слоя. А при больших значениях – $|\alpha|$ = $1.1\cdot10^{-3}$ м$^{-1}$ – различия в форме интерференционных линий заметны лишь в интервалах частот, расположенных выше частоты основного минимума $f_s(l,m)$ кривой $r(f)=r_{lm}(f)$ (где тангенс угла наклона интерференционной линии $\beta_{lm}^{-1}(f_s)=0$), определенного в отсутствие осадочного слоя ($h=0$).

Появление дополнительных особенностей интерференционной структуры вида $\beta_{lm}^{-1}=0$ (дополнительных экстремумов) обусловлено именно влиянием слоя осадков, который для данных мод формирует в соответствующем интервале частот парциальный волновод, состоящий из водного слоя и полупространства с характеристиками осадочного

слоя. При этом появляются интервалы частот, где величина $v_l(f)$ практически неизменна (рис. 1; в случае однородного осадочного слоя – $v_l(f)$: c_s/c, где c_s – скорость звука в нем). Величины таких частотных интервалов увеличиваются с ростом номера моды, а предельные значения фазовых скоростей мод в этих интервалах увеличиваются с ростом градиента $|\alpha|$. Кроме того, с ростом градиента соответствующие интервалы начинаются с более низких частот (ср. рис. 1 а,б).

Во-вторых, характер интерференционных линий определяется, в основном, толщиной осадочного слоя при прочих равных условиях. А стратификация скорости звука в осадочном слое влияет на положение дополнительных экстремумов ($\beta_{lm}^{-1} = 0$): при увеличении градиента $|\alpha|$ частоты неосновных экстремумов уменьшаются, причем тем сильнее, чем больше толщина слоя h. При этом положение основного минимума $f_s(l,m)$ от градиента практически не зависит.

В-третьих, на достаточно высоких частотах фазовые скорости мод $v_l(f)$ сходятся к своим предельным значениям $v_0 \to c_{St}/c, v_l \to 1, l \geq 1$, независимо от градиента (что наблюдается на рис. 1 а,б для мод с низкими номерами). Следовательно, для начальных номеров мод, а именно, для пар (0,1), (1,2) при h < 20 м, наклоны интерференционных линий в относительно высокочастотной части исследуемого диапазона f > 180 Гц не зависят от градиента и также определяются, в основном, толщиной слоя осадков.

Сформулированные выше особенности поведения пространственно - частотной интерференционной структуры акустического поля, обусловленные плавной стратификацией параметров осадочной толщи дна, являются характерными для океанических волноводов с аналогичным соотношением параметров дна, т.е. при $c_1 > c$. Ситуация изменяется, если скорость звука в слое осадков оказывается меньшей либо приблизительно равной скорости звука в водном слое. В таком случае, т.е. при $\min\{c_1, c_2\} \leq c$, где $c_2 = c_s(-(H+h))$ – скорость звука на границе осадочного слоя и упругого полупространства, предельные значения фазовых скоростей мод при достаточно высоких частотах определяются именно характеристиками осадочного слоя (см. рис. 4).

Эту закономерность можно наглядно проследить на примере частотной зависимости фазовой скорости $v_0(f)$ нулевой – фундаментальной моды. На низких частотах ($kH = 1$) v_0 стремится к скорости волны Релея в упругом полупространстве, а величина ее удовлетворяет уравнению Релея, следующему из (6) при $kH \to 0$:

$$(2-b^2v_0^2)^2 - 4\sqrt{(1-a^2v_0^2)(1-b^2v_0^2)} = 0. \qquad (12)$$

На высоких частотах фазовая скорость нулевой моды стремится к скорости волны Стоунли (Шолтэ) на границе однородного жидкого полупространства с акустическими характеристиками c_2, ρ_s и упругого полупространства с характеристиками c_l, ρ_l, и ее величина может быть получена из (6) при $v_0 < 1$ и $kH \to \infty$ с использованием следующего уравнения:

$$Rb^4v_0^4\sqrt{1-a^2v_0^2} + S\left[(2-b^2v_0^2)^2 - 4\sqrt{(1-a^2v_0^2)(1-b^2v_0^2)}\right]\sqrt{1-a_2^2v_0^2} = 0. \qquad (13)$$

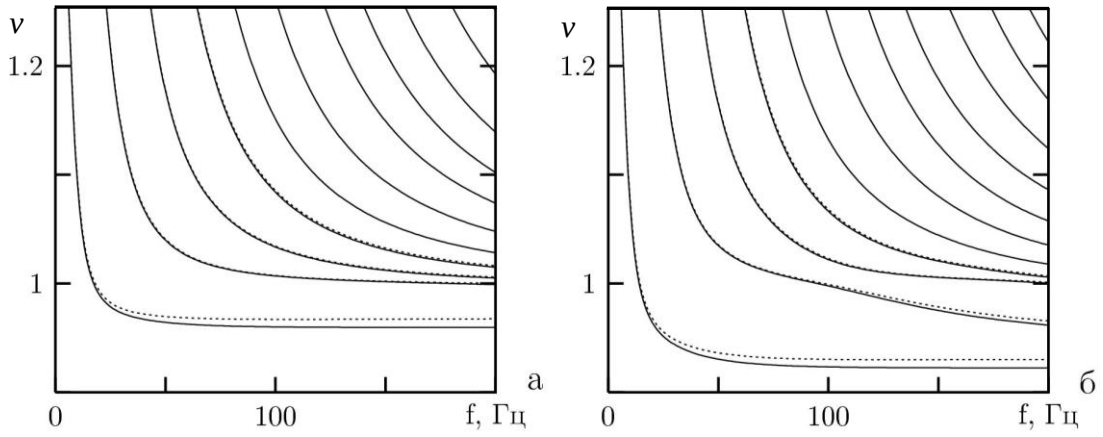


Рис. 4. Частотные зависимости нормированных фазовых скоростей ν собственных мод с номерами $l = 0...9$ при $|\alpha| = 3.9\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$ (сплошные линии) и с номерами $l = 0...3$ при $|\alpha| = 1.1\cdot10^{-3}$ м$^{-1}$ (пунктирные линии): (а) $c_1 = 1518$ м/с, (б) $c_1 = 1450$ м/с; $h = 20$ м

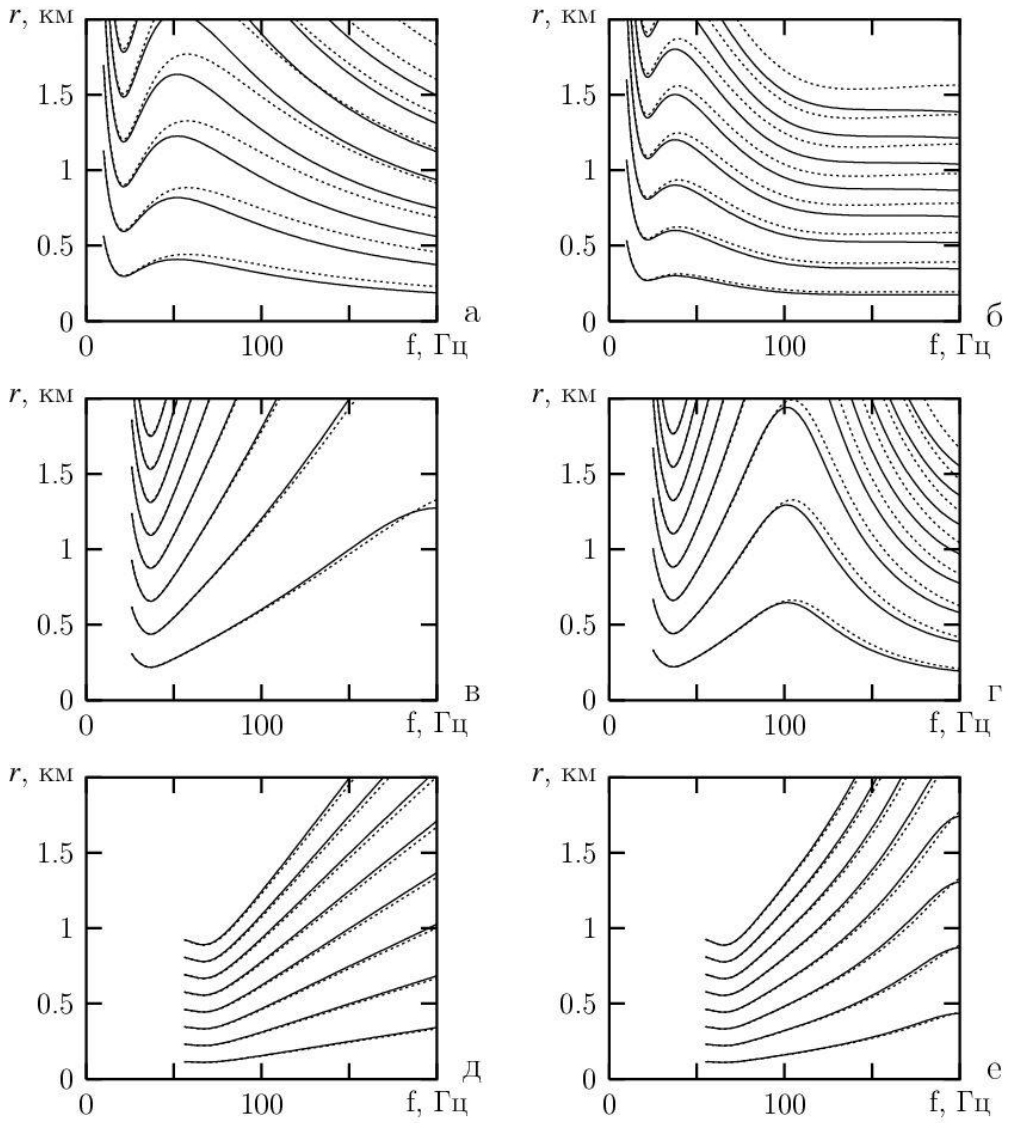


Рис. 5. Интерференционные линии $r_{lm}(f)$ для мод с номерами $l = 0, m = 1$ при $c_1 = 1518$ м/с (а) и $c_1 = 1450$ м/с (б), $l = 1, m = 2$ при $c_1 = 1518$ м/с (в) и $c_1 = 1450$ м/с (г), $l = 2, m = 4$ при $c_1 = 1518$ м/с (д) и $c_1 = 1450$ м/с (е); $|\alpha| = 3.9\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$ – сплошные линии, $|\alpha| = 1.1\cdot10^{-3}$ м$^{-1}$ – пунктирные линии, $h = 20$ м

Поскольку в данном случае $a_2 = c / c_2 \geq 1$, то, в отличие от случая $a_2 < 1$ (см. рис. 1), аналогичное повышение скорости звука c_2 приводит к гораздо большему росту предельного значения фазовой скорости нулевой моды $v_0 |_{kH ? 1}$ (см. рис. 4).

В отличие от нулевой моды, скорости собственных мод $v_l(f), l \geq 1$ практически не зависят от градиента $|\alpha|$ при $v_l > 1$ и незначительно увеличиваются в более высокочастотном диапазоне (рис. 4).

Вследствие сказанного можно заключить, что при $c_s \leq c$ влияние осадочного слоя определяет характер пространственно-частотной структуры поля именно в относительно высокочастотном диапазоне (рис. 5).

Если же при этом c_s значительно ниже, чем c, то на частотах, превышающих частоту основного минимума $f > f_s(l,m)$ интерференционной линии $r_{lm}(f)$, появляются дополнительные особенности $\beta_{lm}^{-1} = 0$ (рис. 5г); на частотных зависимостях $v_l(f), l \geq 1$ им соответствуют интервалы $v_l(f)$: 1 (рис. 4 б). С ростом градиента $|\alpha|$ частоты дополнительных экстремумов, в отличие от случая $c_s > c$, увеличиваются (ср. рис. 3 г и рис. 5 г), причем тем сильнее, чем больше толщина слоя h.

Кроме того, с ростом градиента $|\alpha|$ увеличивается пространственный масштаб интерференционных структур пар мод с низкими номерами в относительно высокочастотной части исследуемого диапазона (kH ? 1), где величины r_{lm} практически не зависят от частоты ($dr_{lm}(f) / df$: 0, см. рис. 5 а,б).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-05-00095 а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бородина Е.Л., Петухов Ю.В. Влияние боковых волн на формирование интерференционной структуры широкополосного звука в мелком море // Акуст. журн. – 1999. – Т. 45. – № 3. – С. 313-320.

ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В БАРЕНЦЕВОМ МОРЕ

Вадов Р.А., Абакумова Н.К.

Акустический институт им. Н.Н.Андреева РАН

E-mail: abanin@mail.ru

В Баренцевом море в летне-осенних условиях неоднократно в разные годы (начиная с 1972 года) ставились опыты по дальнему распространению взрывных и тональных сигналов с участием научно-исследовательских судов Акустического института. По материалам этих опытов проводится анализ пространственно-энергетической и временной структуры звуковых полей, изменения звуковых полей, обусловленного потерями звуковой энергии в донных отложениях, и его частотная зависимость, обсуждаются возможности построения акустической модели дна, согласующейся с результатами проведенных опытов.

Баренцево море [1-4] – типично шельфовое море со сложным рельефом дна. Дно Баренцева моря — сложно расчлененная подводная равнина с волнистой поверхностью, несколько покатой к западу и северо-востоку. Для рельефа дна моря в целом характерно чередование крупных структурных элементов (подводных возвышенностей и желобов), пересекающих его в разных направлениях, а также существование многочисленных мелких (3-5м) неровностей на глубинах менее 200м и террасовидных уступов на склонах. Из донных отложений в южной части Баренцева моря преобладает песок, местами – галька и щебень. На возвышенностях центральных и северных частей моря — илистый песок, песчанистый ил. Всюду заметна примесь грубообломочного материала, что связано с ледовым разносом и широким распространением реликтовых ледниковых отложений. Мощность осадков в северных и средних частях менее 0.5м, вследствие чего на отдельных возвышенностях древние ледниковые отложения находятся практически на поверхности.

Осадки Баренцева моря представляют собою разновидность гляциально-морских отложений, т.е. состоят из зерен самой разнообразной величины преимущественно минерального происхождения - от тонкой мути до крупных валунов. Всюду заметна примесь грубообломочного материала, что связано с ледовым разносом и широким распространением реликтовых ледниковых отложений. Мощность современных четвертичных осадков в северных и средних частях менее 0.5 м, вследствие чего на отдельных возвышенностях древние ледниковые отложения находятся практически на поверхности.

На гидрологических процессах, протекающих в море, существенно сказываются как внедряющиеся теплые воды одного из ответвления Гольфстрима, так и пересеченный рельеф дна. Распределение температуры по вертикали в значительной мере зависит от распространения теплых атлантических вод, а так же от зимнего охлаждения. Атлантические воды распространяются на восток по углублениям дна, поэтому в них температура воды понижается от поверхности до горизонта 100—150м, а затем снова повышается ко дну. На северо-востоке моря зимой отрицательная температура распространяется до горизонта 100—200м, глубже она повышается до +1°. Летом невысокая поверхностная температура понижается до 25—50м, где сохраняются ее минимальные (−1,5°) зимние значения. Глубже в слое 50-100 м, не затронутом зимней вертикальной циркуляцией, температура несколько повышается и равна около −1°. В нижележащих горизонтах проходят атлантические воды и температура повышается здесь до +1°. Таким образом, между 50 и 100м наблюдается холодный промежуточный слой. В тех впадинах, куда не проникают теплые воды, и происходит

сильное выхолаживание, температура воды довольно однородна по всей толще зимой, а летом от небольших положительных значений на поверхности она понижается примерно до −1.7° у дна. Подводные возвышенности служат естественными препятствиями на пути движения глубинных атлантических вод, поэтому последние обтекают их. В связи с этим над повышениями дна низкая температура воды наблюдается на близких к поверхности горизонтах. К тому же над возвышенностями и на их склонах происходит более длительное и интенсивное охлаждение, чем в глубоких районах. В результате здесь образуются «шапки холодной воды», характерные для банок Баренцева моря. В районе Центральной возвышенности зимой очень низкая температура воды прослеживается от поверхности до дна. Летом она понижается с глубиной и достигает минимальных значений в слое 50—100 м, а глубже снова несколько повышается. Следовательно, в этот сезон здесь наблюдается холодный промежуточный слой, нижнюю границу которого образуют не теплые атлантические, а местные баренцевоморские воды.

В мелководной юго-восточной части моря сезонные изменения температуры воды хорошо выражены от поверхности до дна. Зимой отрицательная температура воды отмечается во всей толще. Весенний прогрев распространяется до горизонтов 10—12м, от которых температура резко понижается ко дну. Летом толщина верхнего прогретого слоя увеличивается до 15—18м, далее температура в слоях скачкообразно понижается с глубиной.

На большей части Баренцева моря соленость увеличивается от 34,0‰ на поверхности до 35,10‰ у дна. В меньших пределах изменяется соленость по вертикали над подводными возвышенностями. В большей части моря сезонные изменения вертикального хода солености выражены довольно слабо. Летом поверхностный слой опреснен, а с горизонтов 25—30 м начинается резкое увеличение солености с глубиной. Зимой скачок солености на этих горизонтах несколько сглаживается.

Типичные профили изменения скорости звука с глубиной, зарегистрированные во время проведения опытов по дальнему распространению взрывных сигналов в центральной части Баренцева моря (летне-осенний сезон), представлены на рис.1.

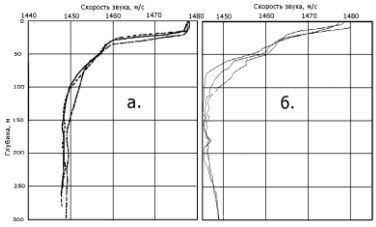


Рис.1. Профили изменения скорости звука с глубиной, характерные для района проведения исследовании: а – придонный звуковой канал, б – слабо выраженный подводный звуковой канал.

В этот сезон наблюдаются профили скорости с отрицательными градиентами, в которых можно выделить несколько характерных слоев воды (рис.1а). Летом и осенью толщина верхнего прогретого слоя увеличивается до 15—18 м, и даже до 50м, далее температура скачкообразно понижается с глубиной. В верхних слоях от поверхности до глубины 30-35м наблюдается почти изотермический слой с положительным градиентом скорости звука ($0.073*10^{-4}$ – $0.127*10^{-4}$м$^{-1}$). Далее с глубиной, отрицательные градиенты скорости звука увеличиваются до значений: $12*10^{-4}$ м$^{-1}$ в слое скачка скорости звука, потом градиенты скорости звука уменьшаются с увеличением глубины и минимальны вблизи дна. Следует обратить особое внимание на разницу значений скорости звука у дна и на оси слабовыраженного подводного звукового

канала (рис.1б). При проведении рассматриваемых нами первых двух опытов (июнь-июль месяц) она не превышала 3-5 м/с.

Опыты по дальнему распространению звука в Баренцевом море.

Опыты в Баренцевом море проводились как с тонально-шумовыми, так и с взрывными источниками звука.

С взрывными источниками было проведено шесть опытов на трассах протяженностью от 230 до 320км. Взаимное расположение этих трасс представлено на рис.2. Во время проведения опытов приемное судно лежало в дрейфе в начале каждой трассы, отмеченном флажком. Публикации по четвертому опыту отсутствуют, но скоро появятся в печати.

Опыты с тонально-шумовыми источниками проводились не во всех районах – в районе расположения приемного судна на первой и второй трассе, а также вблизи от района расположения приемного судна при проведении работ на третьей и пятой трассах. Некоторые результаты анализа экспериментальных материалов, полученных в этих опытах, приведены в работах [5-9].

В работе [5] представлены материалы, полученные в разные годы (первый и второй опыты) практически на одной и той же трассе при существенно различающейся гидрологической обстановке. В первом опыте – придонный канал по всей трассе, во втором опыте трассу пересекала фронтальная зона, на которой придонный канал трансформировался в слабо выраженный подводный звуковой канал. Подбирались характеристики дна, при которых расчетные законы изменения с расстоянием уровня звукового поля согласуются по характеру спадания с экспериментом.

В работе [6] основное внимание уделялось оценке характеристик дна, лучшим образом, объясняющим полученные в третьем опыте на разных частотах законы спадания уровня звукового поля с расстоянием. При этом использовалась программа Крупина В.Д., разработанная им для расчета звукового поля точечного источника в волновом приближении для горизонтально слоистой модели морской среды. Трасса разбивалась на три участка, различающихся глубиной, характеристиками многослойного дна и профилями изменения скорости звука в водной среде. Производилась искусственная стыковка расчетных значений уровня звукового поля на границе участков трассы. К сожалению, правомерность такой стыковки вызывает большие сомнения. Материалы этого же опыта приводятся и анализируются в работе [7]. В этой работе на основе анализа гидрологических условий вдоль исследуемой трассы делается заключение о присутствии фронтальной зоны, которую трасса распространения пересекала на расстоянии ~ 150км от точки приема. Экспериментальные законы спадания уровня звукового поля сравниваются с результатами расчетов, выполненных по лучевой программе Вагина А.В. [10] для двумерно-неоднородной среды (дно – жидкое полупространство). Отмечаются заметные расхождения расчета с экспериментом, зависящие от частоты.

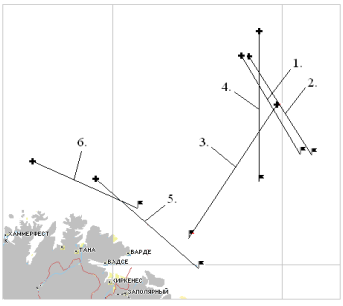


Рис.2. Взаимное расположение шести трасс дальнего распространения взрывных сигналов. флажок – местоположения приемного судна, крестик – конец трассы.

В работах [8,9] анализируются материалы пятого и шестого опытов, проведенных в прибрежных водах осенью (на расстоянии ~ 50-100км от берега). Излучающее судно, совершая рейс по трассе, сбрасывало заряды с соответствующими интервалами до тех пор, пока принимающий корабль уже не может обнаружить звук взрыва. Условия распространения звука характеризовались

сочетанием приповерхностного канала с отрицательными градиентами скорости звука, в придонных слоях воды на глубинах около 200м наблюдалось небольшое увеличение скорости с глубиной, приводящее к слабому положительному градиенту скорости. На границе арктических и атлантических вод проявлялся слабо выраженный подводный звуковой канал. При глубине источника 100м, прием осуществлялся на глубинах 15, 100, 220м (в пятом опыте) и 50, 100м (в шестом опыте). Длина трасс достигала 300 км. Экспериментальные законы спадания уровня звукового поля с расстоянием сопоставлялись с расчетами, выполненными в лучевом приближении программе Вагина А.В.[10]. До расстояний ~ 250км экспериментальный закон изменения звукового поля близок к цилиндрическому закону с дополнительными изменениями, вызванными неполным отражением от дна.

Грунт представлялся в виде жидкого поглощающего полупространства с параметрами, соответствующими “песку”. В основу классификации осадков положено количество фракции меньше 0,01мм, т.е. то, что в технике называется заиленностью. Количество этих частиц существенно влияет на все как физические, так и химические свойства осадков. Эта фракция, кроме того, представляет собой наилучше перемешанный материал и дает возможность при контроле с помощью микроскопа получать точные цифры, характеризующие механический состав осадка. Исходя из количества частиц <0,01 мм, были выделены следующие типы осадков: песок с количеством фракции <0,01 мм до 5%, илистый песок 5-10% мелкой фракции, песчанистый ил 10-30%, ил 30-50%, глинистый ил свыше 50% частиц <0,01 мм [3,4].

С тонально-шумовыми источниками опыты проводились, как в районе расположения приемного судна на первой и второй трассах [5], так и вблизи пятой трассы [11].

К наиболее интересным результатам этих опытов следует отнести полученные при соответствующей обработке материалов опыта значения переходного расстояния, оцененное как для килогерцового диапазона частот, так и для десятков-сотен Гц. Значение переходного расстояния оказалось равным ~ 250м при глубине моря около 300м. В одном из опытов помимо ненаправленных систем прием велся и на протяженную вертикальную антенну. Регистрировалась угловая структура звукового поля. В работе [5] представлен фрагмент рекордограммы угловой структуры поля, зарегистрированной на расстоянии от источника до 4.0км (при размещении источника на глубине 150м). Рекордограмма представляет собой последовательность угловых спектров, регистрируемых на выходе антенны, при непрерывном изменении расстояния от источника до точки приема. Центр приемной антенны располагался на глубине 100м. Ширина характеристики направленности антенны в вертикальной плоскости (по уровню 0.7) составляла около 2º. До дистанции 3.4 - 3.6 км наблюдается достаточно хорошее разделение сигналов, приходящих к антенне под разными углами. На дистанциях, превышающих 3.6км, такого разделения не происходит. Расчеты, выполненные в лучевом приближении с учетом гидрологических условий в районе проведения опыта, показывают – на этих дистанциях при соответствующем расположении источника и приемной антенны «чисто водные» сигналы (сигналы, не касающиеся дна и (или) поверхности) исчезают полностью. По свидетельству результатов этого опыта, антенной хорошо разделяются лишь водные сигналы. Претерпевая отражения от дна и взволнованной поверхности, сигнал теряет когерентность – фазового сложения на антенне не происходит.

Условия проведения опытов с взрывными источниками звука

Рельеф дна. При распространении звука в мелком море спадание уровня звукового поля существенно зависит от характеристик дна. Как правило, при анализе экспериментальных материалов помимо физических (акустических) характеристик донных осадков большое внимание уделяется таким характеристикам дна, как профиль изменения глубины моря вдоль исследуемой трассы. На рис.4 представлены результаты эхолотных промеров, выполненных во время проведения первого, третьего и четвертого опытов.

Трасса первого (и второго) опыта пересекала желоб, глубина моря в начале трассы резко увеличивалась с 280 до 370м, а затем плавно уменьшалась с 370 до 225м. В третьем опыте при удалении от приемного судна шло увеличение глубины моря, а в четвертом - ее уменьшение. Изменения глубины моря вдоль этих трасс происходили в пределах от 170 – 180 до 300 - 350м. Во втором опыте помимо эхолотного промера вдоль исследуемой трассы было выполнено два эхолотных промера вдоль параллельных трасс, сдвинутых относительно основной на 10 км к юго-западу и на 10 км к северо-востоку. Существенное различие этих профилей наблюдается на ближнем (к точке приема) 150-километровом участке трассы, а также на 20-километровом конечном ее участке. Представленные на рис.3 результаты эхолотных промеров подтверждают присутствие в районе проведения исследований крупных структурных элементов (подводных возвышенностей и желобов), пересекающих его в разных направлениях, а также существование более мелких неровностей.

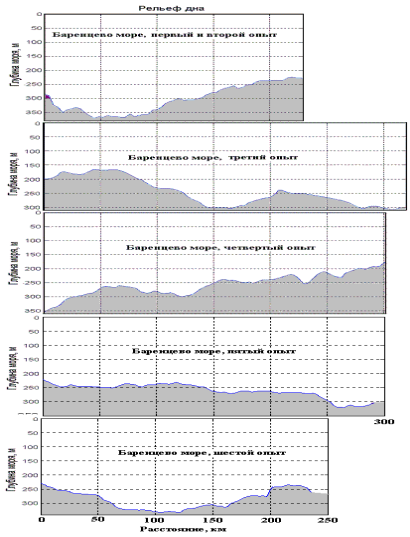


Рис.3. Результаты эхолотных промеров, выполненных при проведении опытов с взрывными сигналами.

Характеристики донных осадков.

При проведении второго опыта в трех точках 250-километровой трассы дальнего распространения были взяты пробы грунта (колонки высотой ~30-60 см). Пробы состояли из вязкого ила серо-зеленого цвета. При проведении третьего опыта научным сотрудником Акустического института С.Б.Аверьяновым измерения характеристик верхних слоев грунта проводились более детально [7]. Пробы грунта брались с помощью прямоточной грунтовой трубки длиной 4 м (внутренний диаметр 60 мм).При обработке проб измерялись скорость звука, плотность и влажность, определялся гранулометрический их состав. Измерения показали хорошую корреляцию гранулометрического состава верхних слоев грунта с рельефом дна. На банке (начало трассы) осадки представлены крупноалевритовыми, во впадине - мелкоалевритовыми илами. По результатам измерений скорость звука в дне, как правило, увеличивалась с глубиной. При этом градиент скорости звука составил ~100 1/с. Скорость звука в верхнем 4-метровом слое грунта изменялась в пределах 1480 – 1600 м/с, плотность – в пределах 1.5 – 1.55 г/см^3.

Гидрологические условия. Опыты по дальнему распространению взрывных сигналов в Баренцевом море проводились в разные годы (с начала 70-х до конца 80-х гг.). Все опыты проводились в летне-осенних условиях (конец июня – начало сентября месяца). Гидрологические условия при проведении заметно различались.

В первом опыте придонный звуковой канал наблюдался на всей исследуемой трассе. В качестве примера на рис.4 приводится поле скорости звука, построенное по шести профилям изменения скорости звука с глубиной, зарегистрированным на разных

расстояниях от приемного судна. Изменения температуры, солености и гидростатического давления производились прибором «Исток-3». Расчет скорости звука по измеренным температуре, солености и давлению выполнялся по формулам Вильсона [12].

Во втором опыте трасса оставалась практически той же, но гидрологические условия заметно изменились. На расстоянии ~100-150 км от точки приема сформировалась фронтальная зона, в которой придонный канал плавно переходил в слабо выраженный подводный звуковой канал [5]. При проведении этого опыта помимо измерений профиля C(z) в восьми точках по дистанции с помощью обрывных термозондов типа «ТЗО-2» были проведены замеры изменений по глубине температуры воды. По этим данным было построено поле температур вдоль исследуемой трассы, которое и представлено на рис.5. На расстоянии, превышающем 100-150 км на глубинах более 100-150 м наблюдалась практически однородная по температуре водная масса. Положительный градиент скорости звука в этих водах приводит к формированию нижней границы слабо выраженного ПЗК. Аналогичная картина наблюдалась и в третьем опыте – плавный переход от придонного канала к слабо выраженному ПЗК [7]. В отличие от этих опытов в четвертом опыте слабо выраженный подводный звуковой канал наблюдался по всей трассе. Так, материалы первого, второго и четвертого опытов представлены в виде взрывных сигналов, записанных с большим превышением над шумовой помехой на профессиональных магнитофонах и затем (в лабораторных условиях) преобразованных в цифровую форму с частотой квантования 10 кГц (с соответствующей антиэлайзинговой фильтрацией).

Некоторые результаты опытов, проведенных с взрывными источниками звука

Временная структура звукового поля. В структуре звукового поля точечного источника, формируемой в условиях слабовыраженного ПЗК при подрыве зарядов ВВ на глубине 100 м и расположении приемника на глубине 170 м, водные (не коснувшиеся дна, поверхности) сигналы присутствовали практически на всей трассе четвертого опыта. На рис.6 (слева) представлены взрывные сигналы, принятые на расстоянии 1 – 11 км от источника (период пульсации газового пузыря: 25 мс). Результаты расчетов, проведенных в лучевом приближении по программе Тебякина В.П.[13], разработанной для горизонтально-слоистой среды, неплохо согласуются с экспериментом, учитывая тот факт, что изменения глубины моря на этом участке трассы не превышали ±10 м при среднем ее значении 345 м. За водным сигналом следуют отраженные (рассеянные) от дна-поверхности четверки сигналов.

Средние сигналы соседних четверок различаются на одно отражение от дна. На рисунке (на расстоянии 10.8 км от источника) хорошо просматривается четверка (отмечена знаком «а»), средние сигналы которой испытали 13 отражений от дна. Нетрудно для этой четверки оценить расстояние между соседними касаниями дна, которое составило ~ 10.8 /12.5 = 0.864 км. По расчету угол выхода этих сигналов из источника (относительно горизонта) составил около +40º и -40º. Пришли они к приемнику с опозданием относительно водного сигнала на ~ 2.35 с. С некоторым опережением относительно этой четверки пришли к приемнику четверки, коснувшиеся дна 12, 11, 10 и т.д. раз. С увеличением числа касания дна заметно уменьшается амплитуда сигналов четверки. На рис.6 (справа) представлены взрывные сигналы, принятые на расстоянии 1 – 11 км от источника в первом опыте. Временная структура этих сигналов формировалась в условиях придонного звукового канала. Период пульсации газового пузыря в этом опыте составил около 40 мс – применялись заряды ВВ большей мощности. В формировании временной структуры сигналов на этом участке трассы также помимо сигналов, отраженных от дна, участвовали чисто водные сигналы. Структура сигналов в этом опыте заметно отличается от структуры сигналов, формировавшихся в условиях слабовыраженного ПЗК.

Координаты обеих трасс различались лишь незначительно (на 15 – 20 км). Принципиальных различий в рельефах дна на этих двух трассах также отмечено не было. Казалось бы, при столь хорошем совпадении наблюдаемого спада и рассчитанного, полученного для первой трассы, для получения хорошего совпадения и во втором опыте достаточно будет лишь учесть при расчете поле скорости звука, зафиксированное на данный период времени.

Однако, проведенный расчет, с заменой поля скорости звука, но при неизменном рельефе дна и характеристиках грунта из первого опыта, дал совершенно неожиданный результат. Полученное в результате расчета спадание энергии с расстоянием на второй трассе оказывалось даже более значительным, чем это наблюдалось в первом опыте, что в корне противоречит результатам наблюдений.

Попытки исправить эту ситуацию коррекцией положения границы фронтальной зоны и характеристик грунта успеха не принесли. Удовлетворительное согласие наблюденных и рассчитанных значений силы звука удалось получить лишь для ограниченного диапазона частот выше 100 Гц. Из сопоставления оцененных параметров грунта в первом и втором опытах можно сделать два предположения. Либо дно во втором опыте является более отражающим, что, вообще-то говоря, маловероятно в виду близости координат обеих трасс, либо мы неверно представляем себе поле скорости звука, которое может более значительно канализировать звуковую энергию, чем мы это себе представляем, исходя из имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных океанографических данных.

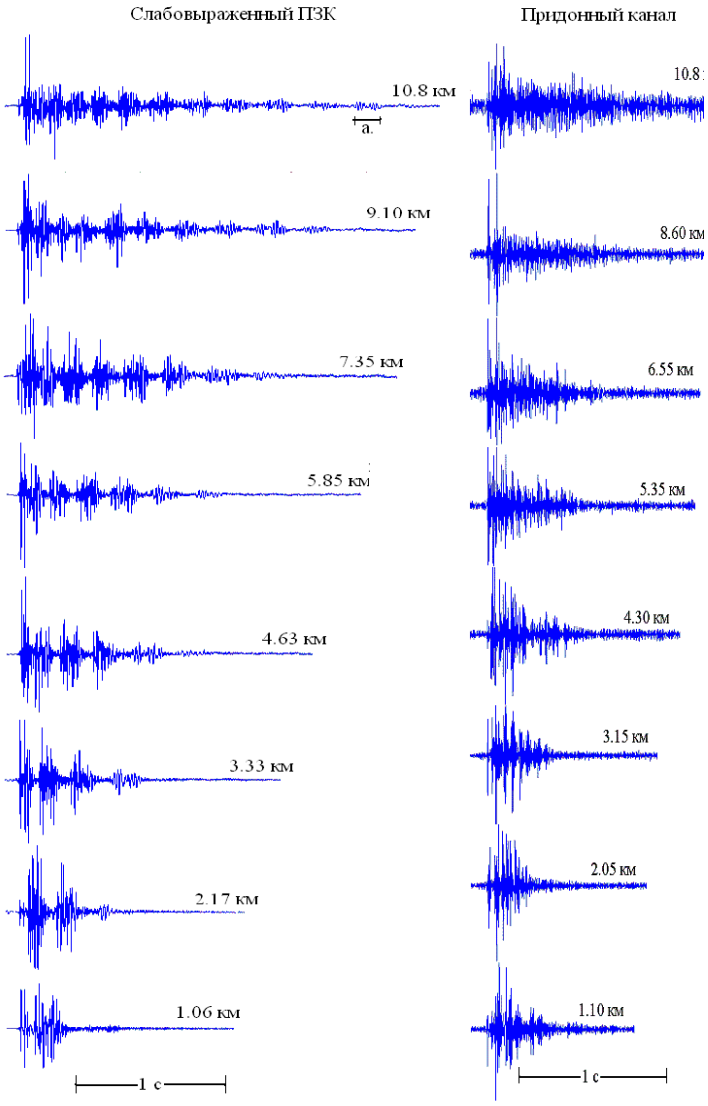


Рис.6. Структура сигналов, принятых на малом расстоянии от источника в условиях слабого ПЗК (глубине источника100 м, глубине приема 170м), а также в условиях придонного канала (глубине источника100 м, глубине приема 150 м).

Спектры взрывных сигналов. Характерной чертой спектров многолучевых взрывных сигналов является их модуляция, обусловленная двухимпульсностью исходного зондирующего сигнала – ударная волна и импульс первой пульсации газового пузыря.

На рис.7 представлены спектры сигналов, принятых на различных расстояниях от источника в четвертом (в условиях слабо выраженного ПЗК) и в первом (в условиях придонного звукового канала) опытах. По сравнению с четвертым опытом в первом опыте использовались заряды ВВ большей мощности. Вес заряда в первом опыте ~ в 10 раз превышал вес заряда в четвертом опыте. Период пульсации газового пузыря пропорционален кубическому корню от веса заряда [14]. Период модуляции спектра в свою очередь обратно пропорционален периоду пульсации. Таким образом, период модуляции спектра в четвертом опыте (40Гц) несколько больше, чем в два раза превышает период модуляции спектра взрывов (19 Гц), принятых в первом опыте.

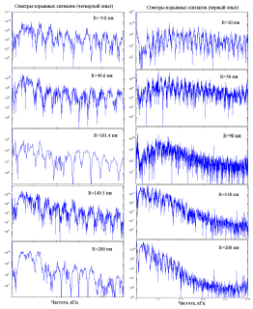


Рис.7. Спектры взрывных сигналов, принятых в четвертом и первом опытах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

2. В.Ф.Суховей Моря мирового океана. Л-д: Гидрометеоиздат, 1986, 288 стр.
3. Б.С.Залогин, А.Н.Косарев МОРЯ. М.: «Мысль», 1999, 400 стр.
4. М.В.Кленова Баренцево море. В кн. «Океанографическая энциклопедия» Л-д: Гидрометеоиздат. 632стр.
5. М.В.Кленова Современное осадкообразование в Баренцевом море. В кн. Современные осадки морей и океанов. М.: из-во АН СССР, 1961, стр.419-436
6. Вадов Р.А. Дальнее распространение звука в центральной части Баренцева моря. // Акуст. журнал, 2003, т.49, №6, с. 751-760.
7. Агеева Н.С., Крупин В.Д., Перелыгин В.П., Студеничник Н.В. Построение геоакустической модели дна в мелком море. // Акуст. журнал, 1994, т.40, №2, с.181-188.
8. Студеничник Н.В. Влияние дна Баренцева моря на низкочастотные звуковые поля. // Акуст. журнал, 1996, т.42, №1, с.134-139.
9. Абакумова Н.К. Затухание звука в мелком море при отрицательном градиенте скорости звука. // IX Всесоюзная акуст. конференция, доклады, секция Д, АН СССР, М.,1977,стр.5-8
10. Абакумова Н.К. Исследование распространения звука в мелком море при отрицательном градиенте скорости звука. // Вопросы судостроения, сер. Акустика,1978,вып.11,стр. 46-51
11. А.В.Вагин Расчет лучевых картин, суммарного звукового поля в точке, его угловой, временной, фазовой и энергетической структуры в двумерно-неоднородной среде. // Отчет АКИН, М., 1974, 63с.
12. Галкин О.П., Швачко Л.В. Исследование энергетических характеристик поля при распространении звука в Баренцевом море.// Акуст. журнал, 2005, т.51, №3, с.342-351.
13. W.D. Wilson Equation for the speed of sound in sea water. // J. Acoust. Sos. Amer.,1960, v.32, N10, p.1357
14. Тебякин В.П. Raymod52 - базовый комплекс программ для вычисления звуковых полей в слоисто-неоднородном океане лучевым методом. // Отчет АКИН, 1990
15. Коул Р. Подводные взрывы. // М.: Из-во Иностр. лит., 1950.
16. Вадов Р.А. Экспериментальный закон спадания уровня звукового поля как индикатор нестабильности гидрологических условий вдоль исследуемой трассы. // Сборник трудов XX сессии РАО, том 2, М.: ГЕОС, 2008, стр.186-189.

ЭФФЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Авилов К.В. [1)], Глазов Ю.Е.[1)], Косарев О.И.[1)]

[1)] *Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва*

E-mail: k.v.avilov@list.ru

Численное моделирование акустических передаточных функций морской среды является основой предсказания дальности действия гидроакустических систем, обнаруживающих и оценивающих параметры подводных источников звука по излучаемым ими звуковым колебаниям (первичным или вторичным гидроакустическим полям) и основой построения алгоритмов обнаружения. В докладе изложено современное состояние двух показавших себя на практике наиболее эффективными методов – псевдодифференциального параболического уравнения и упрощенных лучевых пучков.

Напомним, что акустическими или звуковыми колебаниями называются малые движения сплошной среды, происходящие вследствие её упругости. Для жидкой среды эти колебания характеризуются малыми изменениями (т.н. акустическими величинами) давления и скорости частиц среды p, v_z, v_r, v_φ. Уравнения для акустических величин выводятся путём линеаризации уравнений гидродинамики вокруг покоящегося не зависящего явно от времени исходного состояния среды без учета силы тяжести и имеют для трехмерной среды, точечного монопольного источника звука и гармонических составляющих вид

$$\begin{pmatrix} r^{-1}D_\varphi & 0 & 0 & -i\omega\rho(r,z,\varphi) \\ D_r & 0 & -i\omega\rho(r,z,\varphi) & 0 \\ D_z & -i\omega\rho(r,z,\varphi) & 0 & 0 \\ \dfrac{-i\omega}{\rho(r,z,\varphi)c^2(r,z,\varphi)} & D_z & r^{-1}D_r r & r^{-1}D_\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ v_z \\ v_r \\ v_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dfrac{2\pi}{r}\delta(z-z_s) \end{pmatrix}$$

Здесь первые три уравнения суть уравнения Ньютона, четвертое – уравнение непрерывности с учетом линеаризованного уравнения состояния среды, D - символ дифференцирования, z - глубина, отсчитываемая обычно от поверхности моря к дну, r -дистанция от источника, φ - азимут, ω - круговая частота, ρ и c - плотность и скорость звука невозмущенной среды, зависящие от пространственных координат. Эти уравнения вместе с краевыми условиями на границах рассматриваемой области (например, на поверхности моря) образуют так называемую систему уравнений акустики, решения которой для точечного источника называются передаточной функцией или функцией Грина.

Путём редукции этой системы линейных уравнений первого порядка стандартным образом [1] могут быть получены уравнения больших порядков для отдельных акустических величин, например, уравнение типа Гельмгольца для акустического давления:

$$\left(\frac{-i\omega}{\rho(r,z,\varphi)c^2(r,z,\varphi)}+r^{-1}D_\varphi\frac{1}{i\omega\rho(r,z,\varphi)}r^{-1}D_\varphi+r^{-1}D_r r\frac{1}{i\omega\rho(r,z,\varphi)}D_r+D_z\frac{1}{i\omega\rho(r,z,\varphi)}D_z\right)p$$
$$=\frac{2\pi}{r}\delta(z-z_s)$$

Методы численного решения уравнений акустики делятся на две больших группы – волновые и лучевые. Волновые методы по построению пригодны для всех частот, включая очень низкие и всех масштабов пространственных неоднородностей. Лучевые методы, называемые также геометрооптическим приближением, основаны на том, что рассматриваются только достаточно высокие частоты, вообще говоря, стремящиеся к бесконечности, такие, что длина волны существенно меньше масштабов неоднородности невозмущенной акустическими колебаниями среды. Практическое применение лучевых методов часто осложняется наличием областей пространства, где они принципиально не дают правильного решения, например окрестностей каустик, изломов профиля скорости звука, вблизи поверхности в присутствии отрицательного вертикального градиента скорости звука или в окрестности оси звукового канала, однако, в силу относительно невысоких требований к вычислительным ресурсам исторически они стали использоваться первыми и до сих пор весьма популярны. Волновые методы надежны и точны, но требовательны к вычислительным ресурсам.

К настоящему моменту наиболее точным и эффективными волновым методом вычисления звуковых полей в трехмернонеоднородных средах следует признать метод псевдодифференциальных параболических уравнений (ПДПУ) [2,3,4,5,6], известный в работах западных авторов как метод дробных шагов Падэ [7,8]. Метод ПДПУ основан на возможности разделения всего волнового поля на сумму совокупности локальных нормальных волн, бегущих по выделенной координате в разных направлениях и возможности вычисления суммарного поля этих волн в координатном базисе без отыскания собственного базиса локальных нормальных волн. Можно представлять его себе как особую численную реализацию метода поперечных сечений.
Для простоты пренебрежем членами в левой части уравнения, содержащими производные по азимуту (т.е. изложим этот метод в т.н. приближении N*2D) и рассмотрим обоснование метода ПДПУ на примере двумернонеоднородной среды по каждой из трасс с фиксированным азимутом

$$\begin{pmatrix} D_r & 0 & -i\omega\rho(r,z) \\ D_z & -i\omega\rho(r,z) & 0 \\ \dfrac{-i\omega}{\rho(r,z)c^2(r,z)} & D_z & r^{-1}D_r r \end{pmatrix}\begin{pmatrix} p \\ v_z \\ v_r \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dfrac{2\pi}{r}\delta(z-z_s) \end{pmatrix} \qquad (1)$$

Рассмотрим сначала случай слоистой среды, когда поля плотности и скорости звука зависят только от глубины. Непосредственной подстановкой в уравнения (1) при использовании известных соотношений между цилиндрическими функциями Ханкеля $H_k^{(1)}$ [9] можно убедиться в том, что общее решение соответствующих однородных уравнений имеет вид

$$\begin{pmatrix} p(r,z) \\ v_z(r,z) \\ v_r(r,z) \end{pmatrix}=\sum_k\left(a_k^+\begin{pmatrix} p_k(z)H_0^{(1)}(+\xi_k r) \\ v_{zk}(z)H_0^{(1)}(+\xi_k r) \\ v_{rk}(z)H_1^{(1)}(+\xi_k r) \end{pmatrix}\right) \qquad (2)$$

при условии, что собственное значение ξ_k и собственный вектор $\left(p_k \quad v_{zk} \quad v_{zk}\right)^t$ удовлетворяют граничным условиям по z и уравнениям

$$\begin{pmatrix} -\xi_k & 0 & -i\omega\rho(r,z) \\ D_z & -i\omega\rho(r,z) & 0 \\ \dfrac{-i\omega}{\rho(r,z)c^2(r,z)} & D_z & \xi_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_k \\ v_{zk} \\ v_{rk} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (3)$$

Далее, легко видеть, что если число σ_k и вектор $\left(p_k \quad v_{zk} \quad w_{zk}\right)^t$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{pmatrix} -\sigma_k & 0 & -i\omega\rho(r,z) \\ D_z & -i\omega\rho(r,z) & 0 \\ \dfrac{-i\omega}{\rho(r,z)c^2(r,z)} & D_z & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_k \\ v_{zk} \\ w_{rk} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (4)$$

то числа $\pm\sqrt{\sigma_k}$ и вектора $\left(p_k \quad v_{zk} \quad \pm w_{zk}/\sqrt{\sigma_k}\right)^t$ суть собственные значения и собственные вектора задачи (3) и общее решение (2) приобретает вид

$$\begin{pmatrix} p(r,z) \\ v_z(r,z) \\ v_r(r,z) \end{pmatrix} = \sum_k \left(a_k^+ \begin{pmatrix} p_k(z)H_0^{(1)}(\xi_k r) \\ v_{zk}(z)H_0^{(1)}(\xi_k r) \\ v_{rk}(z)H_1^{(1)}(\xi_k r) \end{pmatrix} + a_k^- \begin{pmatrix} p_k(z)H_0^{(2)}(\xi_k r) \\ v_{zk}(z)H_0^{(2)}(\xi_k r) \\ -v_{rk}(z)H_1^{(2)}(\xi_k r) \end{pmatrix} \right) \qquad (5)$$

Условие излучения на бесконечности удовлетворяется, если $a_k^- = 0$, а a_k^+ для точечного источника объемной скорости, находящегося на глубине z_s, находятся из условия $\sum_k a_k^+ p_k(z_s) = \delta(z - z_s)$.

Среду, свойства которой зависят от горизонтальной координаты, представим себе в виде набора цилиндрических слоев малой толщины h со слоистой по глубине структурой свойств среды. В предположении медленной зависимости свойств среды от горизонтальной координаты примем на границах слоев условие непрерывности акустического давления. В работе [10] показано, что это предположение эквивалентно пренебрежению отраженной от горизонтальных неоднородностей совокупностью сходящихся волн и предположению о равенстве единице нормы матричного коэффициента прохождения по горизонтали. Если $p(r)$ есть акустическое давление на границе цилиндрического слоя, ближней к оси симметрии, а $p(r+h)$ есть давление на другой границе, то из (5) следует, что

$$p(r+h,z) = \mathbf{P}(z,k)\,diag\{\frac{H_0^{(1)}(\xi_k(r+h))}{H_0^{(1)}(\xi_k(r))}\}\mathbf{P}^{-1}(z,k)p(r,z) \qquad (6)$$

Применив простейшую асимптотическую аппроксимацию функции Ханкеля и приняв во внимание формулу для функции f от матрицы $\mathbf{A}$, имеющей диагональное представление $\mathbf{A} = \mathbf{B}\mathbf{D}\mathbf{B}^{-1}$, $f(A) = \mathbf{B}f(\mathbf{D})\mathbf{B}^{-1}$, получим

$$
\begin{aligned}
&p(r+h,z)=(r+h)^{-\frac{1}{2}}q(r+h,z),\\
&q(r+h,z)=\exp\left(ih\sqrt{\mathbf{T}}\right)q(r,z),\\
&q(0,z)=\sqrt{2\pi i}\,\delta(z-z_s))
\end{aligned}
\qquad (7)
$$

где $\mathbf{T}$ означает дифференциальный оператор, получаемый из (4) путем исключения акустических скоростей. Действие оператором $\exp\left(ih\sqrt{\mathbf{T}}\right)$ осуществляется прямо в координатном базисе без перехода в базис нормальных волн с помощью дробно-рациональных аппроксимаций Падэ. Конечномерную аппроксимацию дифференциального оператора $\mathbf{T}$ целесообразно осуществлять методом интегральных тождеств Марчука [10], обеспечивающим высокий порядок аппроксимации.

На основании аналогичных приемов могут быть решены задачи о распространении звука в моделях морской среды с течениями [11,12] и в моделях морской среды, содержащих изотропно-упругие включения [**Ошибка! Закладка не определена.**13]. Программная реализация метода ПДПУ, допускающая расчет широкополосных сигналов включена в комплекс [14], содержащий также набор средств для подготовки исходных данных и интерпретации результатов расчетов. Время вычислений по методу ПДПУ пропорционально длине трассы, глубине модели морской среды и квадрату верхней частоты полосы частот. К настоящему времени совершенство программной реализации метода ПДПУ может быть охарактеризовано скоростью вычислений для частоты 1500 Гц в глубоком океане (5..6 км глубины) 10 км/сек на процессоре i5-2500 без разгона. Алгоритм допускает распараллеливание на многопроцессорные структуры SMP, GPU, MIC, MPI и их комбинации.

Современные реализации лучевых методов имеют вид методов пучков лучей использующих обычные алгоритмы трассировки лучей, но заменяют процедуру вычисления полного поля путем суммирования вкладов лучей, соединяющих точки излучения и приема, с их факторами фокусировки некоторыми эвристическими процедурами, основанными на распределении звуковой энергии, распространяющейся вдоль луча, внутри лучевой трубки конечной ширины. Основное различие этих методов состоит в предположении различных априорных видов распределения энергии по сечению лучевой трубки. При практических расчетах результаты, получаемые при различных видах распределений, оказываются весьма близкими.

Программная реализация подобного метода для двумерно-неоднородной модели морской среды на основе алгоритма трассировки лучей [15] и метода вычисления полного поля [16] включена в комплекс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М.: Наука, 1976, С. 576.
2. К.В. Авилов Вычисление гармонических звуковых полей в волноводах в уточненном широкоугольном параболическом приближении // Волны и дифракция-85, IX Всес. симп. по дифракции и распространению волн. Тбилиси: ТГУ, 1985, Т. 2 С. 236-239.
3. К.В. Авилов Приближение однонаправленного распространения в вычислении звуковых полей в океане // в кн. Акустика океанской среды под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой, М., Наука, 1989, С. 10 - 19.
4. Aviloff, C.V. An Effective Numerical Solution of Guided Waves Equations, Second French Conference on Acoustics, Journal de Physique IV, Colloque C1, Supplement au Journal de Physique III, no. 4, Avril 1992, vol. 2, pp. C1-1023 - C1-1026.

5. Aviloff, C. V. Factorisation additive + approximation de Pade = modelisation efficace de la propagation acoustique sous-marine, dans Aspects recent de l'acoustique sous-marine russe, M. Galaktionov, Ed., Institut francais de recherche pour l'exploitation de la mer, Brest, 1994.
6. К.В. Авилов Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение, Акуст. журн., т.41, вып.1, 1995, с.5-12.
7. Collins M.D., A split-step Pade solution for parabolic equation method, J. Acoust. Soc. Am., V. 93, pp. 1736-1742, 1993.
8. M. D. Collins, R. J. Cederberg, D. B. King, S. A. Chin-Bing Comparison of algorithms for solving parabolic wave equations, J. Acoust. Soc. Am. 100 (1), July 1996.
9. Справочник по специальным функциям под ред. М. Абрамовица и И. Стиган М.: Наука, 1979, С. 832.
10. И. Бабушка, Э. Витасек, М. Прагер Численные процессы решения дифференциальных уравнений. М., "Мир", 1969, §4.3.
11. Авилов К.В. Псевдодифференциальное параболическое уравнение приближения однонаправленного распространения звука в движущемся океане и его численное решение, в сб. Акустика в промышленности, 1 сессия Российского Акустического Общества, М., АКИН им. Н.Н. Андреева,1992.
12. Joseph F. Lingevitch, Michael D. Collins, Dalcio K. Dacol, and Douglas P. Drob Joel C. W. Rogers William L. Siegmann A wide angle and high Mach number parabolic equation, J. Acoust. Soc. Am., V. 111, pp. 729-734, 2002.
13. Авилов К.В. Естественные параболические уравнения распространения сейсмоакустических волн в двумерно-неоднородном океане с твердым дном и их численные решения, в сб. Доклады VIII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских, Акустика океана. М.: Геос, 2000, 211 с.
14. Авилов К.В., Добряков Н.А., Попов О.Е., Комплекс программных средств для вычисления звуковых полей в морской среде, неоднородной по глубине и трассе распространения, Доклады X школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», Москва: ГЕОС, 2004, стр. 27.
15. А.В. Вагин Расчет лучевых картин, суммарного звукового поля в точке, его угловой, временной, фазовой и энергетической структуры в двумерно-неоднородной среде, М.: АКИН, 1974.
16. H.Weinberg and R.E. Keenan Gaussian ray bundles for modeling high-frequency propagation loss under shallow water conditions, J. Acoust. Soc. Of Am., 100(3), pp. 1421-1431, 1996.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Артельный П.В., Наседкин А.В., Потапов О.А., Турчин В.И.

Институт прикладной физики РАН, г.Нижний Новгород

E-mail: turchin@appl.sci-nnov.ru

Представлены результаты эксперимента по приему ЛЧМ-сигнала в диапазоне 1,5-3,0 кГц на вертикальную приемную антенную решетку длиной ~18 м в заливе Ладожского озера (глубина места ~20 м) при удалении источника на расстояние от 20 м до 0,9 км. Анализируются основные характеристики принятого сигнала в зависимости от дистанции, проводится их сопоставление с модельными расчетами поля в соответствии с измеренным профилем скорости звука и приблизительно известными характеристиками дна. Анализируется возможность и точность локализации текущего положения источника по расстоянию и глубине методами обработки, согласованной со средой, на расстояниях порядка нескольких глубин места, когда поле определяется малым числом лучей, и на больших дистанциях, где существенен многомодовый (многолучевой) характер распространения.

Методы локализации источника по глубине и дистанции по сигналам, принимаемым элементами вертикальной антенной решетки (АР), с учетом характеристик подводного звукового канала (ПЗК), получившие название обработки, согласованной со средой (в англоязычной литературе - matched field processing (MFP); см., например, обзор [1]), привлекают пристальное внимание уже около 40 лет; об актуальности этого направления и его известной незавершенности свидетельствует, в частности, доклад [2]. Начиная с пионерских работ [3,4] и далее обычно рассматривались оценки глубины и дистанции на основе пространственного вертикального распределения звукового поля на апертуре АР в узкополосном приближении. Здесь, в частности, анализировалось влияние наиболее существенного источника погрешности обработки, согласованной со средой - различия между модельными и реальными характеристиками ПЗК [5,6]; поскольку требования к точности задания характеристик среды достаточно высоки, требуется определенная модификация методов обработки, робастная по отношению к априорной неопределенности в модельном описании звукового поля. Такой подход был, в частности, весьма эффективно продемонстрирован в [7] при обработке данных эксперимента, выполненного в Средиземном море [8].

В последние 10-15 лет, наряду с узкополосным приближением, исследовались возможности согласованной со средой обработкой при приеме широкополосного сигнала [9-11]. Очевидно, что использование широкой полосы частот повышает информативность данных. Наряду с простейшим некогерентным усреднением выходов узкополосных процессоров [9], рассматривалась также возможность использования информации о частотной характеристике ПЗК [10,11], причем отмечалось, что за счет широкой полосы частот могут быть снижены требования к вертикальным размерам АР [10]. В то же время число экспериментов, в которых широкополосные сигналы использовались для обработки, согласованной со средой, весьма ограничено. Кроме того, вне поля зрения, насколько известно, оказывалось следующее обстоятельство. При небольшом удалении источника от приемной АР (на расстоянии порядка нескольких глубин места) поле на апертуре АР в основном определяется прямым лучом и лучом, отраженным от поверхности. В этом случае для локализации источника не требуется точного знания характеристик среды. По мере удаления источника от АР структура поля усложняется за счет вклада лучей, отраженных от дна и приобретает волноводный характер; соответственно, меняются требования к точности задания

характеристик среды. Динамика потери точности локализации при удалении источника, насколько известно, экспериментально не исследовалась.

Для проверки возможностей обработки, согласованной со средой, в случае широкополосных сигналов в августе 2013 г был поставлен эксперимент в мелководном заливе северной части Ладожского озера. Залив имел ширину ~300 м и глубину ~16-20 м. Источник (пьезокерамический излучатель) возбуждался периодическим линейно-частотно модулированным (ЛЧМ) сигналом в диапазоне 1,5-3,0 кГц с периодом 1 с либо 2 с. Сигнал от источника принимался вертикальной 96-элементной АР с межэлементным расстоянием 0,2 м, перекрывавшей практически весь водный слой; верхний гидрофон находился на глубине 2,2 м, а глубина в месте постановки составляла 21,5 м. Источник вывешивался со шлюпки на различные глубины от 1 м до 14 м; шлюпка перемещалась относительно антенны на расстояния от ~20 м до ~130 м с использованием лебедки со скоростью 0,14 м/с, либо на веслах на удаление до ~0,9 км со средней скоростью 0,3 м/с. Положение шлюпки с излучателем контролировалось GPS навигатором, а текущая глубина - эхолотом. Профиль скорости звука определялся по температурному профилю с учетом пресноводного характера озера (Рис.1); видна достаточно высокая изменчивость профиля в верхнем слое на глубинах 0-7 м. Коэффициент отражения от песчано-илистого дна оценивался приблизительно как ~0,1.

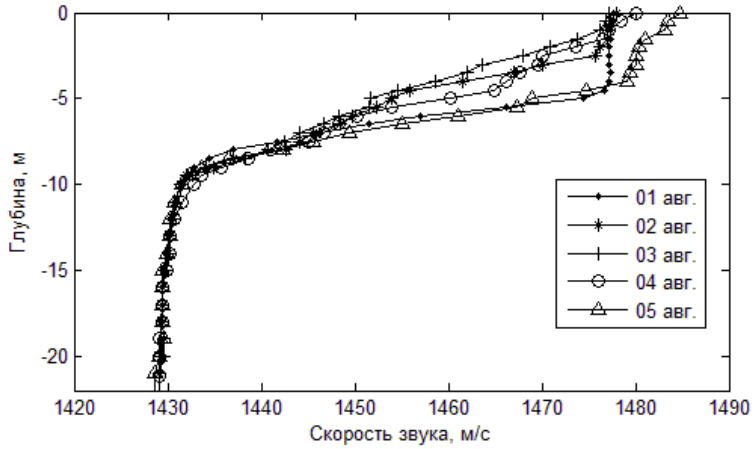


Рис.1. Профили скорости звука для различных дат

Использование ЛЧМ сигнала позволяло, с одной стороны, за счет когерентной временной обработки (сжатия) выявлять особенности распространения на трассе, а, с другой стороны, проводить оценку глубины и дистанции, игнорируя фазовые соотношения внутри спектральной области, как если бы излучался широкополосный шум. В качестве примера, иллюстрирующего пространственно-частотную структуру сигналов, принятых при различном удалении источника от АР, на Рис.2 показаны зависимости амплитуды принятого сигнала от задержки и глубины гидрофона (в логарифмическом масштабе - дБ) после его сжатия с опорным сигналом для глубин источника ~14 м и ~12 м.

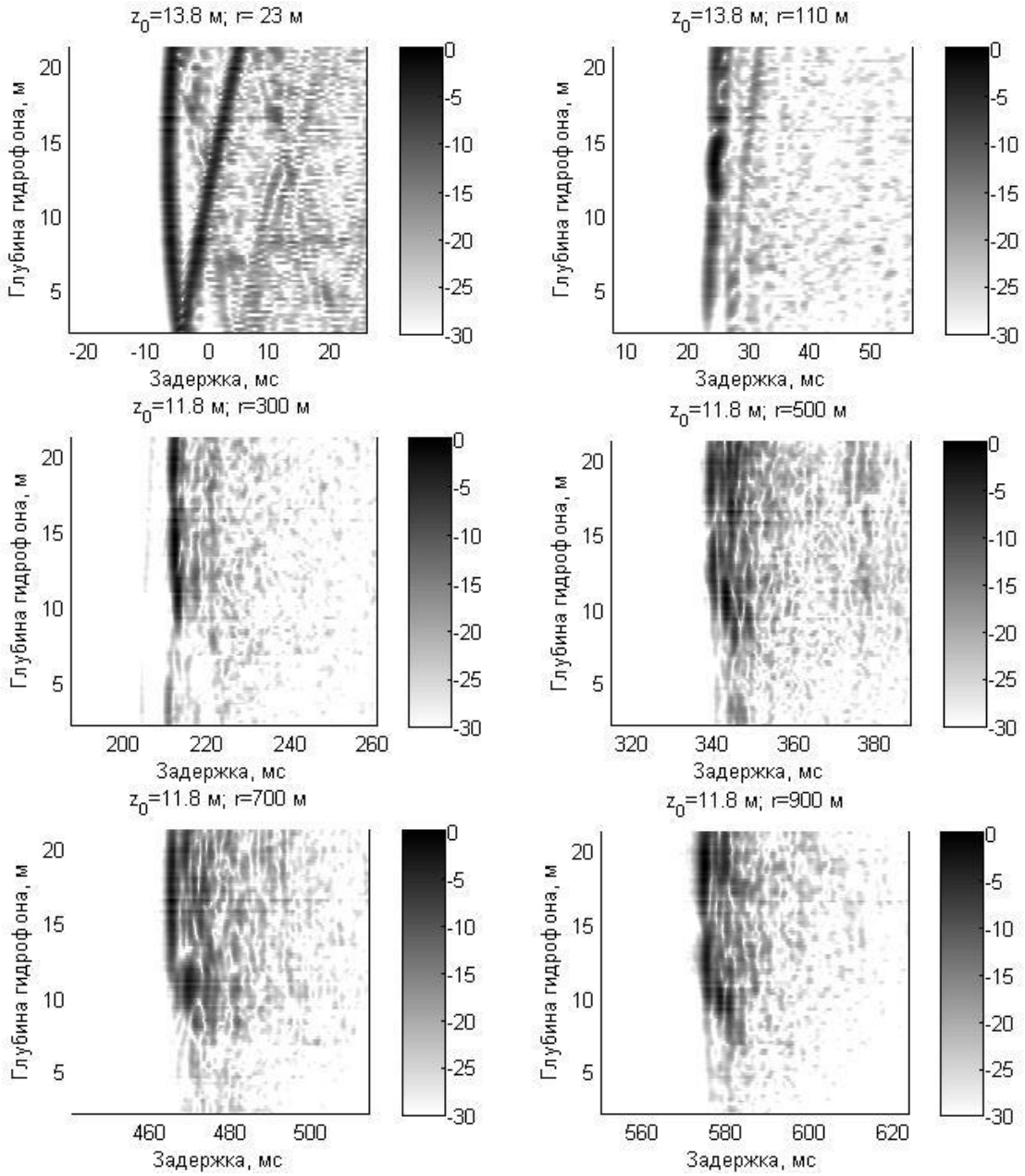


Рис.2. Зависимости амплитуды сжатого сигнала от задержки и глубины приемника в диапазоне 0.. -30 дБ для разных дистанций r и несколько отличающихся глубин источника z_0.

На коротких дистанциях (*r*~20-50 м) фактически вся структура поля определяется прямым лучом и лучом, отраженным от поверхности; отражение от дна прослеживается слабо. На дистанциях ~100 м прямой луч и отраженный от поверхности практически сливаются; хорошо заметно возрастание амплитуды поля с увеличением глубины из-за сильной рефракции лучей (поле оказывается существенно прижатым к дну из-за большого градиента профиля скорости звука - см. Рис.2). В области волноводного распространения (*r*>100 м) до дистанций ~0,3-0,4 км структура сигнала качественно меняется достаточно слабо, а на больших дистанциях временная структура усложняется: синтезированные импульсы на каждом гидрофоне растягиваются. Отметим, что в интервале дистанций 0,25-0,5 км наблюдался подъем дна (глубина снижалась с ~21 м до ~15 м). Следует также обратить внимание на достаточно существенную реверберацию: квазиоднородный случайный фон, имеющий уровень -15..-20 дБ, следующий за первыми временами прихода импульсов. Характер этой реверберации можно также проследить для аналогичных изображений сжатого импульса при глубине источника 1 м (Рис.3).

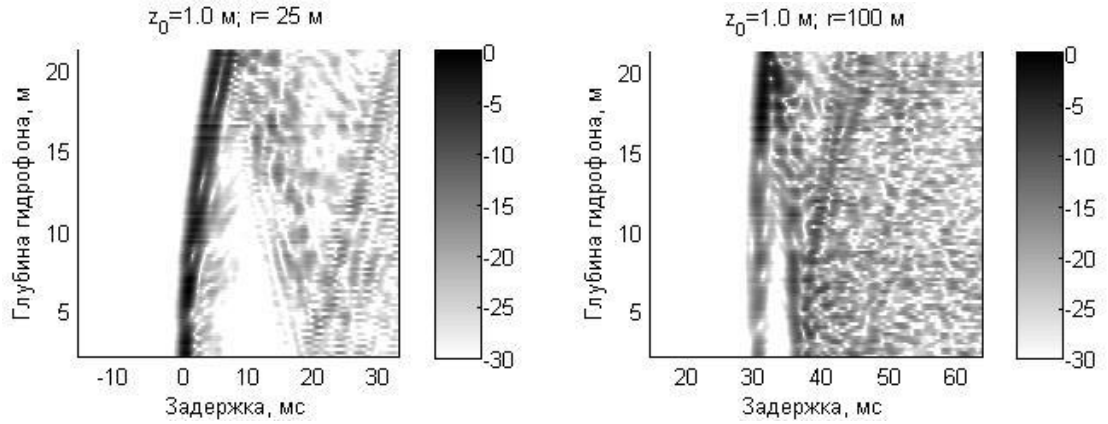


Рис.3. То же, что на Рис.2 для источника на глубине 1 м.

На Рис.3 хорошо видны донные отражения: первое и второе (с отражением от поверхности). Видно также, что реверберация практически отсутствует в интервале времен между приходами прямого сигнала (вместе с отражением от поверхности) и первого донного отражения. Видно также, как возрастает общий уровень реверберации при удалении источника. По-видимому, основным источником ее является рассеяние на неоднородностях дна.

Для оценки глубины и дистанции использовался неадаптивный приближенно максимально правдоподобный алгоритм - функция $F(r, z_0)$, зависящая от изменяемых в процессе обработки дистанции r и глубины источника z_0; за оценки дистанции и глубины принимались значения $\hat{r}, \hat{z}_0$, при которых $F(r, z_0)$ достигала глобального максимума. Вид $F(r, z_0)$ выводился из приближенного представления функции правдоподобия многомерного гауссового сигнала [12]

$$F(r, z_0) = \frac{\left(\sum_m | \mathbf{e}_m^{\dagger} \mathbf{x}_m |^2 \right)^2}{\sum_m (\mathbf{x}_m^{\dagger} \mathbf{x}_m)^2 \sum_m (\mathbf{e}_m^{\dagger} \mathbf{e}_m)^2}, \quad (1)$$

где $\mathbf{x}_m$ - вектор отсчетов сигнала на элементах АР на частоте f_m, формировавшийся по временной выборке, соответствовавшей одному периоду ЛЧМ-посылки, $\mathbf{e}_m(r, z_0)$ - вектор модельных значений звукового поля на элементах АР, создаваемого источником с координатами r, z_0, верхний индекс † означает эрмитово сопряжение. Для расчета поля использовалась лучевая программа. При построении (1) игнорировались фазовые соотношения в спектральной области, т.е. использовалась та же процедура, что и в случае, когда источник излучал бы гауссов шум с равномерным спектром. Отметим, что (1) представляет, по сути, обобщенный коэффициент корреляции: $F \le 1$, причем равенство 1 имеет место в случае, когда для всех частот $\mathbf{x}_m = Ce^{i\varphi_m} \mathbf{e}_m$, где C, φ_m - произвольные числа. Заметим, что для не зависящих от частоты **x** и **e** $F = |\rho|^4$, где ρ - коэффициент корреляции между векторами **x** и **e.** Численное значение *F* в максимуме, таким образом, показывает степень рассогласования между сигнальными векторами и их моделями. Ниже представлены выходы алгоритма для двух положений источника: на дистанции ~23 м и ~60 м (Рис.4):

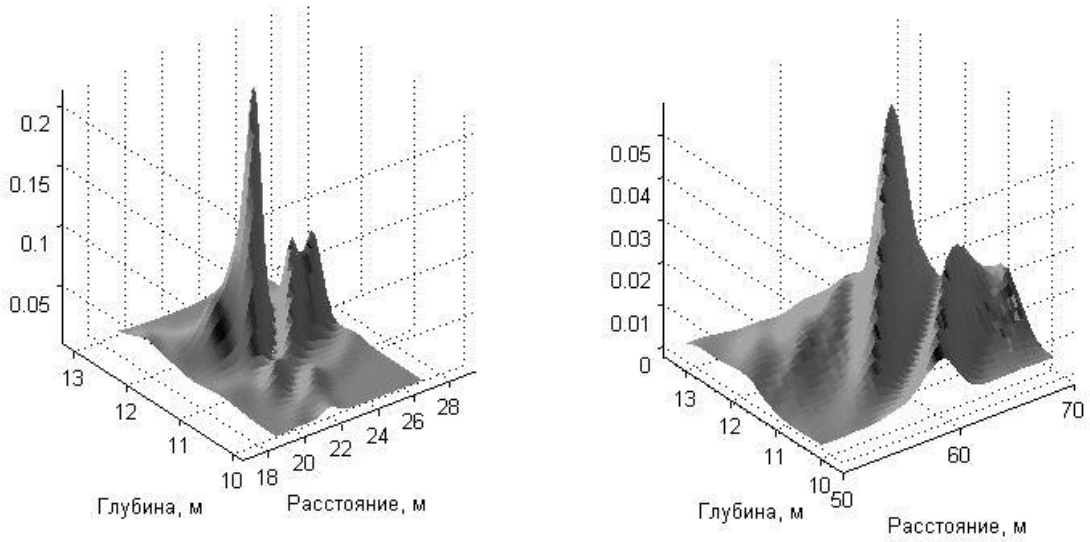


Рис.4. Оценки дистанции и глубины на малых расстояниях до АР.

В области волноводного распространения в целях сокращения времени обработки оценивалась только дистанция. Ниже приведены графики $F(r)$ для нескольких дистанций

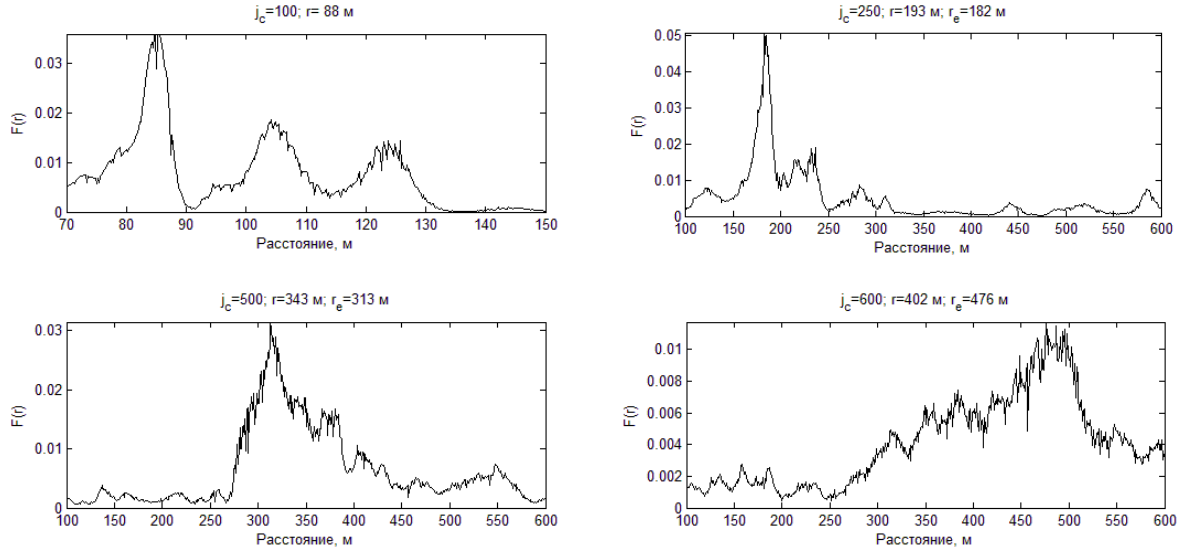


Рис.5. Оценки дистанции в области волноводного распространения при удалении источника на ~0,1-0,4 км; вверху показан номер ЛЧМ-посылки j_c, точное значение дистанции r и ее оценка r_e.

Эти оценки делались с помощью лучевой программы для постоянной глубины места. Поскольку, как отмечалось выше, на дистанциях ~0,4 км наблюдался подъем дна, в лучевую программу вводилась реальная батиметрия. На Рис.6 показана та же зависимость $F(r)$, что и правый нижний график на Рис.4, но с реальной батиметрией. Как видно из Рис.5, пик, соответствующий оценке дистанции, существенно улучшился. На расстояниях, больших 0,4 км, однако, не удалось получить оценки дистанции: функция $F(r)$ не имела четко выраженного максимума в окрестности известного расстояния.

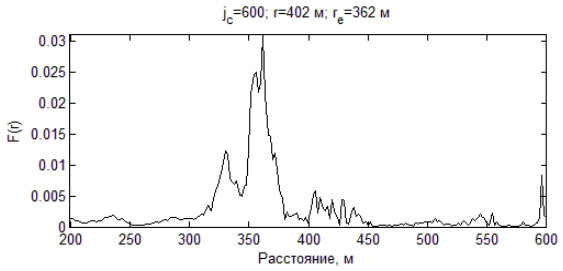


Рис.6. Оценка дистанции с уточненной батиметрией

Из приведенных графиков на Рис.4-6 видно, как ухудшается оценка дистанции с расстоянием. Приведенные результаты, однако, соответствовали тривиальному алгоритму обработки, без использования робастной техники, повышающей устойчивость к неопределенности задания гидрологических характеристик (см, например, [7,10]). Чтобы использовать эту технику, однако, требуется дальнейший анализ полученных данных. Поскольку, в основном, повышение устойчивости достигается за счет перехода от векторного представления поля в виде диад $\mathbf{e}_m(r, z_0)$ к его матричному описанию $\mathbf{R}_{m',m''} = \overline{\mathbf{e}_{m'}\mathbf{e}_{m''}^{\dagger}}$, которое строится путем усреднения диадных произведений по возможным комбинациям гидрологических характеристик, требуется понять, какие именно характеристики необходимо варьировать. Такой анализ возможен на основе имеющихся записей и будет проводиться в дальнейшем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., and Mikhalevsky P.N. An overview of matched field methods in ocean acoustics // IEEE J. Ocean. Eng. — 1993. Vol. 18, No.4. — P. 401–424.
2. Baggeroer A.B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? //Proc**.** 1st Int. Conf. and Exhibit. on Underwater Acoustics, Greece —2013. — P.41-50.
3. Hinich M.J. Maximum-likelihood signal processing for a vertical array //J. Acoust. Soc. Amer. —1973. V. 54, No.2. — P.499--503.
4. Bucker H.P. Use of calculated sound fields and matched field detection to locate sound sources in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. — 1976, Vol. 59, No.2. — P.368-373.
5. Gingrass D.F. Methods for predicting the sensitivity of matched-field processors to mismatch// J. Acoust. Soc. Am. — 1989, V.86, — P. 1940–1949.
6. Feuillade C., DelBalzo D.r., Rowe M.M. Environmental mismatch in shallow-water matched-field processing: Geoacoustic parameter variability//J. Acoust. Soc. Am. — 1989, Vol.85, — P. 2354–2364.
7. Krolik J.L. The performance of matched field beamformers with Mediterranean vertical array data // IEEE Trans. on Signal Processing. —1996, Vol. 44, No.10. — P. 2605–2611.
8. Gingras D.F., Gerstoft P. Inversion for geometric and geoacoustic parameters in shallow water: Experimental results // J. Acoust. Soc. Amer. —1995, Vol.97, No.6. —P. 3589-3598.
9. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., and Schmidt H. Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem// J. Acoust. Soc. Am. —1988, Vol.83. — P. 571–587.
10. Czenszak S.P., Krolik J.L. Robust wideband matched-field processing with a short vertical array. — 1997. Vol. 101, No.2. — P. 749–759.
11. Dosso S.E., Wilmut M.J. Maximum-likelihood and other processors for incoherent and coherent matched-field localization//J. Acoust. Soc. Am. — 2012, Vol.132, No.4— P. 2273–2285.
12. Viberg M. and Ottersten B. Sensor array processing based on signal subspace fitting // IEEE Trans. on Signal Process. — 1991. Vol. 39, No 5. —P.1110-1121.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СЛОЖНЫХ СИГНАЛОВ С «ХОРОШИМИ» АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ

Буренин А.В., Безответных В.В., Войтенко Е.А., Лебедев М.С., Стробыкин Д.С., Тагильцев А.А.

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточное отделение Российской академии наук, Владивосток

E-mail: shurck_burenin1@mail.ru, alex_bu@poi.dvo.ru

В данной работе представлена методика оценки доплеровского смещения, которая базируется на применении сигнального пакета, состоящего из сложных фазоманипулированных М-последовательностью сигналов. Приведены результаты экспериментальной апробации методики. Полученные натурные данные сравниваются с измерениями системы GPS и аналогичными гидроакустическими методиками оценки доплеровского смещения.

Неотъемлемой частью исследований морских акваторий стало применение разнообразных автономных необитаемых подводных аппаратов (АНПА), перемещающихся в исследуемой акватории. Сильное затухание электромагнитных волн в морской среде препятствует использованию радиосвязи для удаленного контроля за работой АНПА. Единственным доступным средством связи с АНПА являются акустические волны. Развитая многолучевость и существенное влияние эффекта Доплера на распространение акустических сигналов в акваториях осложняет «прямое» переложение методов радиосвязи в гидроакустику. В силу низкой скорости звуковых волн (около 1500 м/с), использование методов широкополосной модуляции в морских условиях дает доплеровский сдвиг на несколько порядков выше, чем в радиосвязи. В основном для оценки влияния и компенсации воздействия эффекта Доплера исследователи усложняли структуру сигнального пакета, добавляя вспомогательные сигналы с «удобными» для оценки доплеровского смещения свойствами.

Итак, сигнальный пакет, распространяясь от источника к приемнику, подвергается влиянию эффекта Доплера, вызванного движением их источника и/или движением приёмника. В частотной области эффект Доплера заключается в изменении несущей частоты сигнала

$$f = (1+\Delta) f_0, \qquad (1)$$

здесь f_0 - несущая частота сигнала; f - частота сигнала, смещенная эффектом Доплера; $\Delta = v/C$ - величина, которая выполняет функцию масштабирующего множителя; v - относительная скорость движения источник-приемник и C - скорость распространения волны. Оценка f в прикладной гидроакустике, традиционно, базируется на вычислении функции взаимной неопределенности [1-4]. Но данный подход требует значительных вычислительных ресурсов [5].

Для снижения вычислительной нагрузки при оценке f авторами работы [5] был предложен оригинальный алгоритм, который базируется на детектировании изменений, вызванных эффектом Доплера, во временной области и применении устойчивых к эффекту Доплера сигналов. Во временной области изменение частоты сигнала эквивалентно изменению длительности сигнала, эффект «сжатия-растяжения»:

$$T_r = \left(1/(1+\Delta)\right) T_s \qquad (2)$$

здесь T_s - длительность излученного сигнала; T_r - длительность сигнала после воздействия эффекта Доплера. Таким образом, с помощью измерения длительности сигнала на приемнике T_r и сопоставления её с T_s, можно оценить значение масштабирующего множителя Δ и, далее, скомпенсировать его. Группа авторов [5] предлагает использовать сигнальный пакет следующего вида: $s(t)=\left[x_{ЛЧМ}(t), x_{ИНФ}(t), x_{ЛЧМ}(t)\right]$. В начале и в конце пакета размещают устойчивый к эффекту Доплера сигнал с линейной (логарифмической) частотной модуляцией ЛЧМ-сигнал $x_{ЛЧМ}(t)$, а в середине информационный сигнал $x_{ИНФ}(t)$. Обработка на приемной стороне такого пакета заключается в вычислении «свертки» принятого пакета $r(t)$ с $x_{ЛЧМ}(t)$:

$$R_{ЛЧМ}(\tau)=r(t)\otimes x_{ЛЧМ}(t). \quad (3)$$

Затем вычисляется временной интервал между пиками (рис.1) и оценивается Δ, используя (2). Далее, для компенсации эффекта Доплера в принятом сигнальном пакете пересчитывается частота дискретизации принятого сигнала: $F_s'=(1+\Delta)F_s$, здесь F_s - частота дискретизации на приемнике и с помощью операции линейной интерполяции в соответствии с новой F_s' изменяется $r_{ПАКЕТ}(t)$. Обозначим операцию линейной интерполяции $\bar{r}_{ПАКЕТ}(t)=LI_{\Delta}\left[r_{ПАКЕТ}(t)\right]$.

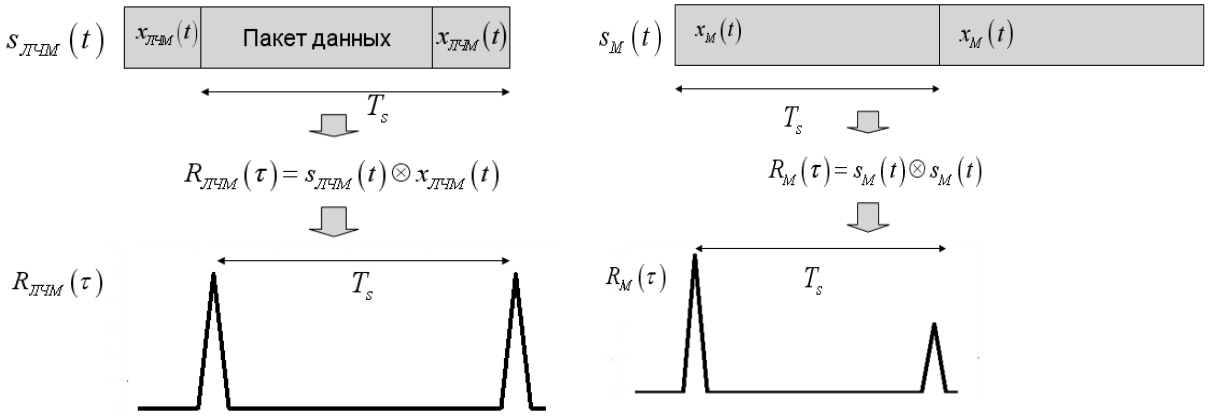


Рис.1. Краткое графическое схема алгоритма измерения длительности сигнала: (слева) предложенная группой авторов работы [5]; (справа) предложенная в данном докладе.

В предлагаемом докладе представлена методика, которая базируется на оценки доплеровского смещения с помощью измерения длительности принятого сигнала (3), но без применении операции «свертки» принятого сигнала с излученным и использовании в пакете устойчивых к эффекту Доплеру ЛЧМ-сигналов.

Методика базируется на использование сигнального пакета, обозначим его *s(t),* состоящего из $N=2,3,...$ сложных сигналов $x(t)$ с «хорошими» автокорреляционными свойствами и применении операции «свертки» принятого сигнала с самим собой (автокорреляция). Под «хорошими» автокорреляционными свойствами подразумевается форма автокорреляционной функции (АКФ) и, которая имеет один узкий пик при нулевой сдвижке по временной оси и незначительные по амплитуде боковыми «лепестками» при других сдвижках. Данная методика разрабатывалась специально для сигналов, не являющимися устойчивыми к эффекту Доплеру, а именно, для сигналов, несущая частота которых фазоманипулирована М-последовательностью (такие сигналы еще называют М-последовательностью на несущей). Но принцип действия методики может быть использован для других типов сигналов с «хорошими» автокорреляционными

свойствами, например, ЛЧМ-сигналов. Результаты обработки ЛЧМ-сигналов по этой методике будут продемонстрированы ниже.

Для наглядного примера рассмотрим случай для М-последовательностей на несущей. Пусть сигнальный пакет состоит из $N = 2$ сложных сигналов $x(t)$, тогда структуру этого сигнального пакета можно записать следующим образом: $s_M(t) = [x_M(t), x_M(t)]$. Если вычислить «свертку» пакета с самим собой (автокорреляцию) $R_M(\tau) = s_M(t) \otimes s_M(t)$, то она будет представлять собой два значительных пика, разнесенных друг от друга на временной интервал T_s равный длительности одного сложного сигнала $x(t)$ (рис. 1б). Таким образом, измерить длительность сигнала T_r на приемной стороне можно с помощью вычисления АКФ принятого пакета $r_M(t)$:

$$R_M(\tau) = r_M(t) \otimes r_M(t). \quad (4)$$

Компенсация Δ в принятом пакете выполняется по аналогичному сценарию, выше рассмотренной работы [5].

Экспериментальные исследования по предлагаемой нами методике проводились на акусто-гидрофизическом полигоне ТОИ ДВО РАН м. Шульц 17 августа 2013г. Приемник был установлен в одном метре от дна при глубине моря 10 метров и на расстояние 50 метров от берега. В качестве излучателя использовался цилиндрический пьезокерамический излучатель. Характеристики излучателя позволяют работать с широкополосными сигналами на центральной частоте 2 кГц. Излучатель был свешен с яхты, которая перемещалась по заданной траектории в течение всего эксперимента. Географические координаты траектории движения регистрировались системой GPS. Для того чтобы точка излучения держалась на одном горизонте, излучатель был снабжен подводным крылом. Измерения проводились в течение 2 часов.

На рис. 2а представлена схема эксперимента. Яхта двигалась по траектории треугольника (на удаление от приемника, параллельно приемнику и навстречу приемнику). Вертикальные профили скорости звука (ПСЗ), представленные на рис. 2б, были измерены в точках, указанных серым цветом на рис. 2а, в начале и в конце эксперимента.

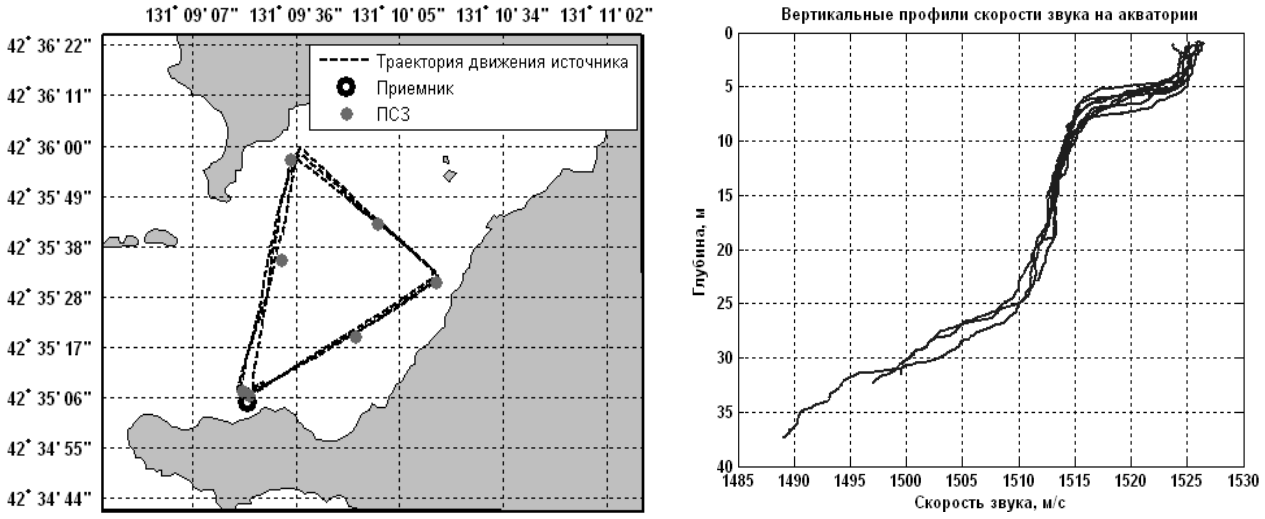


Рис. 2. (слева) Географическая схема эксперимента.(справа) Профили скорости звука.

Используя данные системы GPS, которая измеряет координаты движения источника каждую секунду, были рассчитаны: изменение дистанции от приемника до источника (рис.3 а)), азимут между приемником и излучателем (рис.3 б)); и относительная скорость движения приемник-источник V_{GPS} (рис.3 в)).

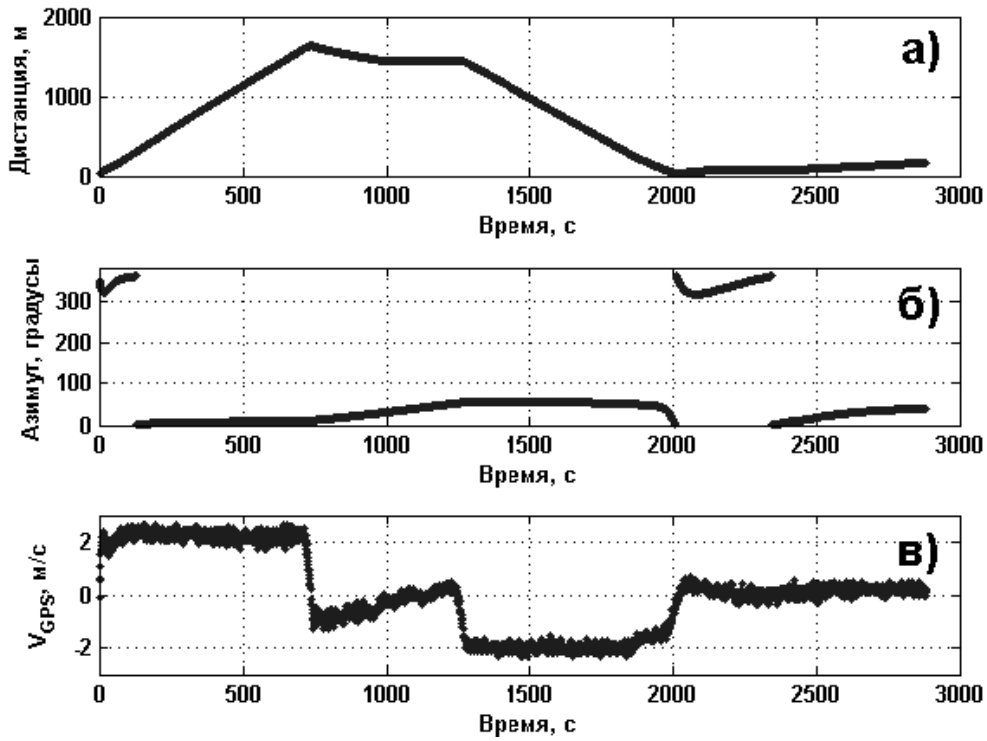


Рис. 3. Параметры движения источника относительно приемника, рассчитанные с помощью данных GPS: а) Дальность от приемника до источника; б) Азимут между приемником и источником; в) Скорость относительного движения приемник-источник v_{GPS}.

Для зондирования использовался сигнальный пакет, который состоял из блока сложных сигналов (длительностью около 2 с) $s(t)$, секундной паузы и тонального сигнала на несущей частоте 2 кГц (длительность 2 с) $x_{TOH}(t)$: $s_{ПАКЕТ}(t)=\left[s(t),0,x_{TOH}(t)\right]$.

Блок сложных сигналов состоял из: 2 ЛЧМ сигналов $x_{ЛЧМ}(t)$ (центральная частота 2 кГц, полоса от 1.6 до 2.4 кГц, длительность одного ЛЧМ сигнала 0.2 с), расположенных в начале и конце блока, и 2 М-последовательности на несущей $x_M(t)$ (длина последовательности 255 символов, f_0=2 кГц, на один символ последовательности приходится 4 периода несущей частоты, длительность одной М-последовательности на несущей 0.51 с), расположенных в центре блока: $s(t)=\left[x_{ЛЧМ}(t),x_M(t),x_M(t),x_{ЛЧМ}(t)\right]$.

На приемной стороне сигнал с гидрофона оцифровался на частоте дискретизации F_S=48 кГц и записывался на ПК. Перед обработкой все сигнальные пакеты фильтровались в полосе частот от 1,5 до 2,5 кГц.

Обработка тональных сигналов во всех пакетах заключалась в вычислении спектра принятого сигнала с помощью преобразования Фурье и поиска частоты, соответствующей максимуму спектра. Обработка блока сложных сигналов и последующая оценка Δ проводилась в соответствии (3) и (4).

Для того чтобы избежать путаницы при сопоставлении оценок одной и той же физической величины (*доплеровского смещения частоты* f), полученной с помощью измерений GPS и нескольких акустических методик, результаты оценок, соответствующие различным подходам, были обозначены как указано в таблице I. Для преобразования относительной скорости движения v_{GPS} в доплеровское смещение несущей частоты использовались следующие значения: f_0=2 кГц и среднее значение скорости звука в волноводе C=1513.87 м/с.

Таблица I. Сопоставление результатов измерений.

Измеряемая физическая величина f	***Обозначение оценок*** f***, полученных с помощью различных подходов***	***Краткое описание методик***
$f=(1+\Delta)f_0$	$f_{GPS}=(1+\Delta_{GPS})f_0=\left(1+\frac{v_{GPS}}{C}\right)f_0$	- измерение смещений несущей частоты с помощью значений v_{GPS}, полученных системой GPS.
	$f_T=(1+\Delta_T)f_0$	- измерение смещения несущей частоты с помощью оценок Δ_T, полученных по формуле (4)
	$f_{Тон}$	- измерение смещения несущей частоты с помощью тонального сигнала
	$f_{ЛЧМ}=(1+\Delta_{ЛЧМ})f_0$	- измерение смещения несущей частоты с помощью оценок $\Delta_{ЛЧМ}$, полученных по формуле (3).

На рис. 4 представлены результаты измерений доплеровского смещения частоты f, используя сигнальный пакет. Графическое сопоставление f_{GPS} с f_T и $f_{Тон}$ приведено на рис. 4а и 4б. Как видно из графиков оценки доплеровского смещения частоты, полученные различными подходами, дают близкие значения. Отсутствие отдельных значений f_T и $f_{Тон}$ связано с довольно высокими уровнями шума, вызванными перемещением нескольких туристических катеров на акватории. Приблизительная оценка отношения сигнал-шум (ОСШ), приведена на рис. 4г. Сравнения точности оценок между акустическими методами относительно измерений GPS $|f_{GPS}-f_{Тон}|$ и $|f_{GPS}-f_T|$ приведено на рис. 4в.

Для результатов, полученных по тональному сигналу и по предлагаемой в докладе методике, можно заключить, что эффективность точности (результативность) оценок уменьшается при значении ОСШ ниже ~5 дБ. Расчет более точного порогового значения может быть сделан при контролируемом уровне и характере шума.

Результаты сопоставления точностей акустических методов f_T и $f_{Тон}$ относительно f_{GPS} показали, что обе методики дают близкие друг к другу оценки (среднеквадратическое отклонение $\langle|f_{GPS}-f_{Тон}|\rangle$=0.273Гц, $\langle|f_{GPS}-f_T|\rangle$=0.270Гц; процентное соотношения количества непригодных к акустической обработке пакетов к общему числу принятых пакетов $N[f_{Тон}]$= 16%, $N[f_T]$= 20%).

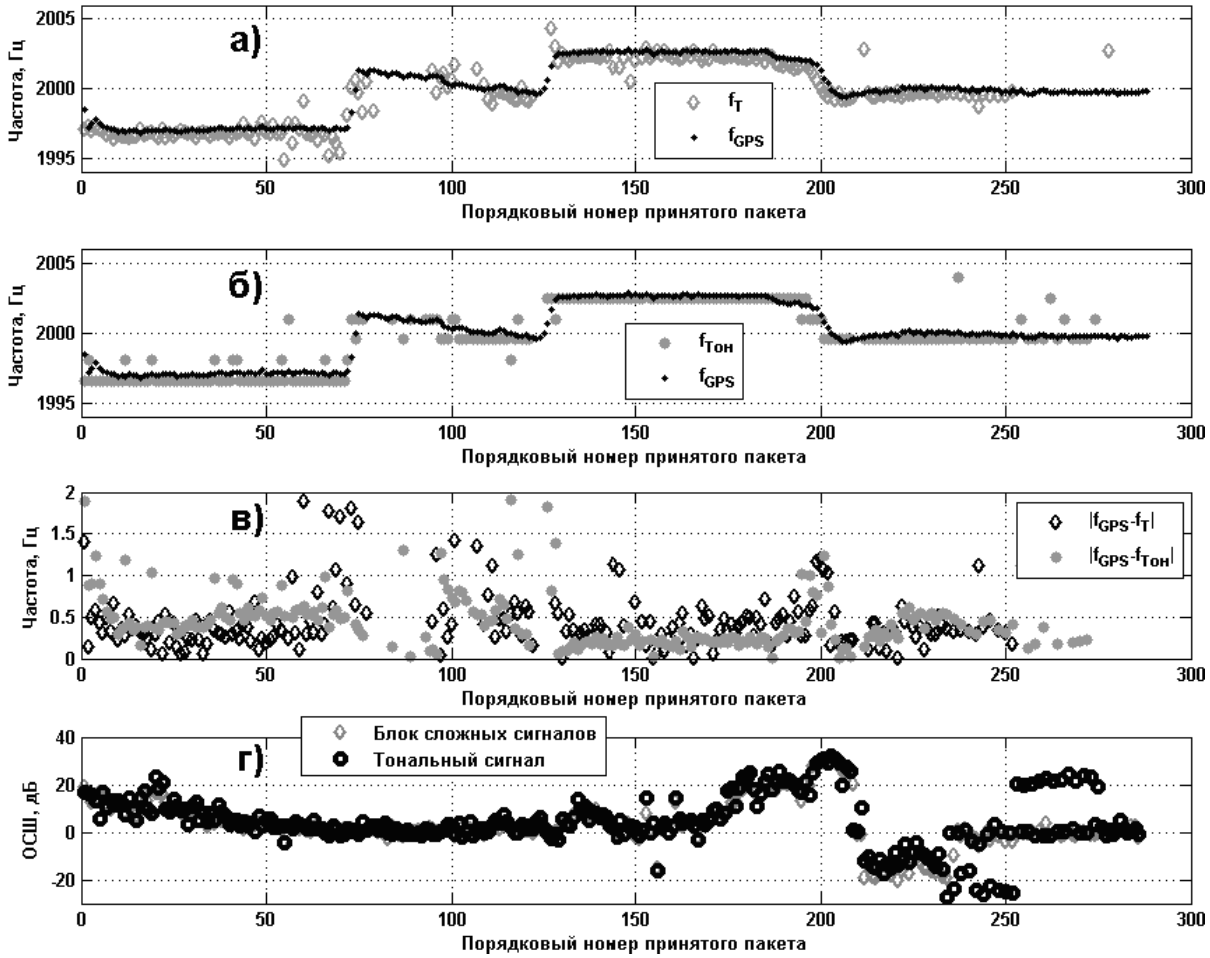


Рис. 4. Результаты обработки сигнального пакета, с помощью методики представленной в этой работе и измерений системы GPS. Сопоставление результатов измерения f : а) акустическая методика f_T и данные GPS f_{GPS} ; б) акустическая методика $f_{Тон}$ и данные GPS f_{GPS} . в) Оценка точности измерений относительно данных GPS $|f_{GPS} - f_{Тон}|$ и $|f_{GPS} - f_T|$. г) отношение сигнал-шум для $f_{Тон}$ и f_T .

На рис. 5а представлено сопоставление оценок, полученных с помощью методик, описанной в работе [5] и представленной в данном докладе. На рисунке 5а изображено сопоставление оценок доплеровского смещения $f_{ЛЧМ}$ и f_{GPS} , а $|f_{GPS} - f_T|$ и $|f_{GPS} - f_{ЛЧМ}|$. Анализ точности $f_{ЛЧМ}$ относительно f_{GPS} дал следующие значения $\langle |f_{GPS} - f_{ЛЧМ}| \rangle = 0.304$Гц, $N[f_{ЛЧМ}] = 30\%$.

Подводя итоги можно заключить, что результаты проведенных исследований в условиях мелкого моря при наличии высокого уровня шумовых и импульсных помех показали возможность оценки доплеровского смещения частоты с помощью сигнального пакета, состоящего из сигналов с «хорошими» автокорреляционными свойствами. Значение максимальной относительной скорости движения составляло 2.2 м/с (4.28 узла). Сопоставления с другими акустическими подходами подтвердили работоспособность, корректность и эффективность предложенной в докладе методики. Данная методика, аналогично работе [5], позволяет снизить вычислительную нагрузку при обработке акустических данных на приемной стороне. Более того, она позволяет использовать не только устойчивые к эффекту Доплера сигналы, типа ЛЧМ-сигналов, а

значительно расширяет спектр сложных сигналов пригодных для оценки доплеровского смещения, например, сигналы, сгенерированные на основе фазовой и частотной модуляций.

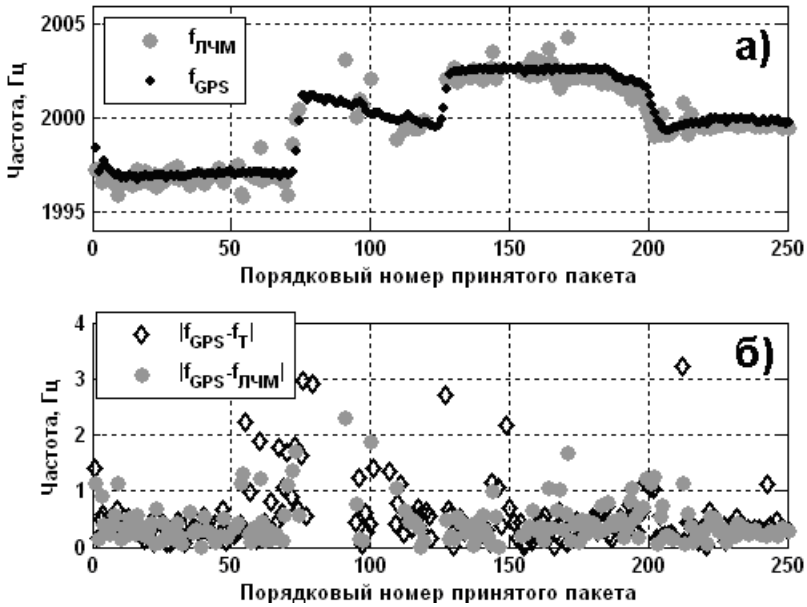


Рис. 5 Результаты обработки сигнального пакета с помощью ЛЧМ-сигналов и измерений системы GPS. Сопоставление результатов измерения f : а) акустическая методика $f_{ЛЧМ}$ и данные GPS f_{GPS}. в) Оценка точности измерений относительно данных GPS $|f_{GPS} - f_T|$ и $|f_{GPS} - f_{ЛЧМ}|$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами –М.: Радио и связь, 1985. – 384 с.
2. Захаров Ю.В. Адаптивный прием сигналов в гидроакустическом канале связи с учетом доплеровского рассеяния / Ю.В. Захаров, В.П. Коданев // Акуст. Журн. — 1995. Т. 41, № 2. — С. 254–259.
3. Курьянов Б.Ф.Цифровая акустическая связь в мелком море для океанологических применений / Б.Ф. Курьянов, М.М. Пенкин // Акуст. Журн. — 2010. Т. 56, № 2, — С. 245–255.
4. Stojanovic M. Phase-coherent digital communications for underwater acoustic channels / M. Stojanovic, J. Catipovic, J. Proakis // Oceanic Engineering, IEEE Journal of. — 1994. Vol. 19, №. 1. — P. 100 –111.
5. Sharif B.S. A computationally efficient doppler compensation system for underwater acoustic communication / B.S. Sharif, J. Neashan, O.R. Hinton, A.E. Adams // Oceanic Engineering, IEEE Journal of.— 2000. Vol. 25, №. 1. — P. 52–61.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ С МЯГКИМ ДНОМ

Григорьев В.А.[1)], Луньков А.А.[2)], Петников В.Г.[2)]

[1)] *Воронежский государственный университет, Воронеж*
[2)] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

В рамках численных экспериментов исследованы особенности распространения низкочастотного (50–300 Гц) звука в мелком море на расстояниях от источника 0.3–5 км. Морское дно предполагалось жидкой однородной средой. Сравнивались ситуации, когда скорость звука в дне больше и меньше, чем в водном слое (жесткое и мягкое дно). Случай мягкого дна соответствует газонасыщенным грунтам, встречающимся в местах залежей природного газа. При расчетах использовалось модовое описание звукового поля, учитывались как распространяющиеся, так и вытекающие моды, включая квазимоды. Получены усредненные зависимости спадания интенсивности с расстоянием при различных частотах и скоростях звука в дне. Показано, что в общем случае имеются заметные отклонения от известного приближенного закона затухания, когда интенсивность звука пропорциональна $r^{-3/2}$, где r – расстояние от источника звука. Такие отклонения особенно заметны для мягкого дна. Аппроксимируя полученные зависимости спадания интенсивности в логарифмическом масштабе прямыми линиями, найдены коэффициенты β затухания звука в волноводе (тангенсы угла наклона указанных линий), как функции частоты и скорости звука в дне. Показано, что для мягкого дна величина β монотонно растет при увеличении скорости звука в дне, а для жесткого дна – монотонно падает. Максимум β зависит от частоты звука и достигается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне.

Верхний слой морских осадков, как правило, представлен рыхлыми отложениями, в которых энергией сдвиговых звуковых волн по сравнению с энергией продольных волн можно пренебречь. По этой причине в данной работе будет использоваться модель жидкого дна, характеризующаяся в случае однородной среды тремя параметрами: продольной скоростью звука c_1, плотностью ρ_1 и параметром затухания α.

Если грунт представляет собой двухкомпонентную среду (вода и минеральные частицы), то скорость звука в дне достаточно хорошо описывается эмпирической формулой Эйкала [1]: $c_1 = c_H\left(1.631 - 1.78\kappa + 1.2\kappa^2\right)$, где c_H – скорость звука в воде у поверхности дна, κ – пористость грунта. Согласно этой формуле при $\kappa = 0.6$–0.9 (тонкий алеврит, илы, глины) скорость звука в дне становится меньше скорости звука в воде. Минимум достигается при $\kappa \approx 0.75$ и равен $c_1 = 0.97 c_H$, что при $c_H = 1500$ м/с соответствует $c_1 = 1455$ м/с.

В случае трехкомпонентной среды (вода, минеральные частицы и газ) оказывается, что даже незначительное присутствие третьей газовой фракции в морском грунте существенно уменьшает величину скорости звука в дне. Так, при объемном содержании газа всего 0.1% скорость звука в дне принимает непривычно низкие значения $c_1 = 100$–300 м/с [2], что меньше скорости звука в воздухе. Газонасыщенность грунтов наблюдается, в частности, в местах сосредоточения залежей природных углеводородов. На Баренцево-Карском шельфе, например, в подобных районах скорость звука составляет $c_1 = 800$–1200 м/с [3]. Известны также примеры газонасыщенных грунтов для акваторий крупных искусственных водохранилищ, образованных при затоплении территорий, покрытой растительностью [4].

В настоящей работе исследовалось влияние скорости звука в мягком ($c_1 < c_H$) и жестком ($c_1 > c_H$) морском дне на затухание низкочастотных акустических волн в

мелком море на относительно небольших расстояниях $r \cong 3H \div 50H$ от источника звука, где H – глубина волновода.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим плоскослоистый волновод с профилем скорости звука $c(z)$ и плотностью ρ, лежащий на жидком однородном полупространстве с параметрами c_1, ρ_1, α. Начало декартовой системы координат поместим на верхнюю поверхность водного слоя, ось r направим горизонтально, ось z – вертикально вниз. Пусть точечный источник частоты $\omega = 2\pi f$ и акустической мощности W_0 расположен в водном слое и имеет координаты $(0, z_0)$. Запишем принимаемое звуковое давление в произвольной точке (r, z) волновода в виде $p = \mathrm{Re}\{P(r, z, z_0)\exp(-i\omega t)\}$. Тогда комплексная амплитуда давления $P(r, z, z_0)$ находится из решения задачи Гельмгольца (см., например, [5, 6])

$$\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k_0^2(z)\right\}P(r,z,z_0) = -A\delta(z-z_0)\frac{\delta(r)}{2\pi r},$$
$$P\big|_{z=0} = 0, \quad P\big|_{z=H-} = P\big|_{z=H+}, \quad \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}\bigg|_{z=H-} = \frac{1}{\rho_1}\frac{\partial P}{\partial z}\bigg|_{z=H+}, \tag{1}$$

где $k_0 = \begin{cases} k, & 0 < z < H \\ k_1, & z > H \end{cases}$, $k = \dfrac{\omega}{c(z)}$, $k_1 = \dfrac{\omega}{c_1}\left(1 + i\dfrac{\alpha}{2}\right)$, $A = \sqrt{8\pi\rho c(z_0) W_0}$, $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака.

Точное решение задачи (1) в водном слое в интегральной форме имеет вид [6]

$$P(r, z, z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A U(\xi, z_>) V(\xi, z_<)}{4\pi W(\xi)} H_0^{(1)}(\xi r)\xi d\xi, \tag{2}$$

где функции $U(\xi, z)$ и $V(\xi, z)$ являются решением задач

$$\{\partial^2/\partial z^2 + k^2 - \xi^2\}U(\xi, z) = 0, \quad [U + g\,\partial U/\partial z]_{z=H} = 0,$$
$$\{\partial^2/\partial z^2 + k^2 - \xi^2\}V(\xi, z) = 0, \qquad V(\xi, z)\big|_{z=0} = 0, \tag{3}$$

$g = im_1/\sigma_1$, $m_1 = \rho_1/\rho$, $\sigma_1 = \sqrt{k_1^2 - \xi^2}$, $z_> = \max(z, z_0)$, $z_< = \min(z, z_0)$, $H_0^{(1)}(\cdot)$ – функция Ханкеля первого рода, $W(\xi) = -U'(\xi, H)[V(\xi, H) + gV'(\xi, H)]$ – здесь штрихом обозначена производная по z.

В важном частном случае волновода Пекериса, когда $c(z) = const$, точное решение в водном слое имеет вид

$$P(r, z, z_0) = \frac{A}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{g\sigma\cos[\sigma(z_> - H)] - \sin[\sigma(z_> - H)]}{g\sigma\cos(\sigma H) + \sin(\sigma H)} \cdot \frac{\sin(\sigma z_<)}{\sigma} \cdot H_0^{(1)}(\xi r)\xi d\xi, \tag{4}$$

где $\sigma = \sqrt{k^2 - \xi^2}$. Заметим, что радикалы σ и σ_1 (обозначим их одной буквой w) понимаются в (2)–(4) однозначно, как главное значение комплексного квадратного корня, для которого $\mathrm{Re}\, w > 0$. Если же $\mathrm{Re}\, w = 0$, то берется значение корня, у которого $\mathrm{Im}\, w > 0$. Обратим внимание, что по такому же правилу однозначно вычисляется квадратный корень из комплексного числа в системе компьютерной математики MATLAB.

Интеграл (4) с хорошей точностью можно найти численно. Это показал, в частности, Пекерис [7] и будет показано в данной работе, но при условии относительно небольших расстояний, низких частот и при значениях z_0 и z не равных одновременно ≈ 0 или не равных одновременно $\approx H$.

Наряду с точными расчетами поля доминирующее значение в акустике мелкого моря, особенно в общем случае $c(z) \neq const$, приобрел модовый подход, основанный на

преобразовании несобственного интеграла (2), используя стандартную технику теории вычетов [7–9]. Для этого осуществляется аналитическое продолжение подынтегральной функции с действительной оси на комплексную плоскость ξ и проводится интегрирование по контуру, идущему по действительной оси и замыкающемуся в верхней полуплоскости, с обходом линии разреза от точки ветвления k_1.

В аналитическом продолжении подынтегральной функции интеграла (2) основная проблема заключается в аналитическом продолжении радикала $\sigma_1(\xi)$. Если его осуществить по той же схеме отбора корней, как это делалось на действительной оси, т.е. считать на всей комплексной плоскости $\operatorname{Re}\sigma_1(\xi)>0$, то линией разреза будет линия $\operatorname{Re}\sigma_1(\xi)=0$. На этой линии испытывает разрыв функция $\operatorname{Im}\sigma_1(\xi)$. Соответственно функция $\sigma_1(\xi)$ оказывается аналитической везде, кроме линии разреза. В рассмотренном случае контур интегрирования с обходом линии разреза показан на рис. 1. Крестиками внутри контура показаны полюса ξ_m подынтегральной функции, определяемые из условия $W(\xi_m)=0$ или для волновода Пекериса из условия

$$g_m\sigma_m\cos(\sigma_m H)+\sin(\sigma_m H)=0, \tag{5}$$

где $g_m = im_1\big/\sqrt{k_1^2-\xi_m^2}$, $\sigma_m=\sqrt{k^2-\xi_m^2}$.

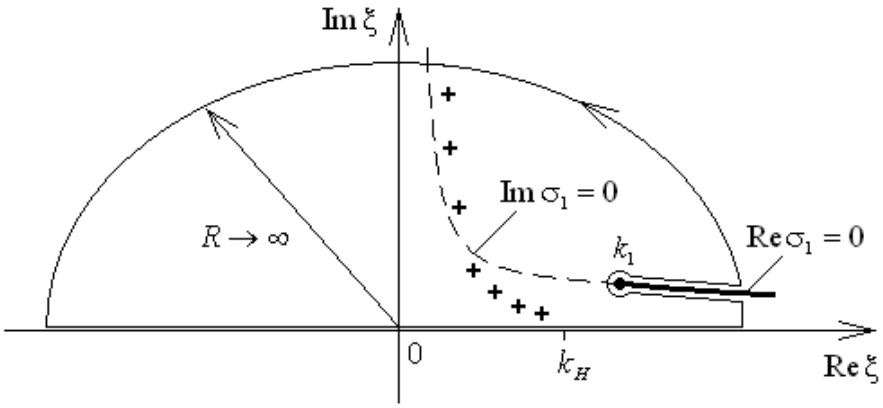


Рис. 1. Контур интегрирования (сплошная тонкая линия), разрез (жирная линия) и полюса (крестики). Расположение полюсов соответствует мягкому дну. Полюса выше пунктирной линии соответствуют квазимодам.

Согласно теории вычетов интеграл (2) равен

$$P(r,z,z_0)=2\pi i\sum_{m=1}^{\infty}\operatorname{Res}_{\xi=\xi_m}\{\varphi(\xi)\}+\int_C\varphi(\xi)d\xi, \tag{6}$$

где первое слагаемое – дискретный спектр (под знаком суммы стоят вычеты подынтегральной функции $\varphi(\xi)$ в полюсах ξ_m), второе слагаемое – непрерывный спектр (интегрирование проводится по верхнему берегу разреза справа налево, по нижнему – наоборот). В модовой теории пренебрегают непрерывным спектром, и основное внимание уделяется дискретному спектру, каждое слагаемое которого называют модой. В результате определенных преобразований выражение (6), записанное только через моды, приобретает вид [6]

$$P(r,z,z_0)\approx\frac{iA}{4}\sum_{m=1}^{\infty}\psi_m(z_0)\psi_m(z)H_0^{(1)}(\xi_m r), \tag{7}$$

где $\psi_m(z)$ и ξ_m – нормированные собственные функции и собственные значения (ξ_m – это полюса, рассмотренные выше) задачи Штурма–Лиувилля

$$\left\{d^2/dz^2 + k^2 - \xi_m^2\right\}\psi_m(z) = 0,$$
$$\psi_m(0) = 0, \quad \psi_m(H) + g_m \left.\frac{d\psi_m}{dz}\right|_{z=H} = 0, \quad \int_0^H \psi_m^2(z)dz + \frac{g_m \psi_m^2(H)}{2m_1^2} = 1. \tag{8}$$

В частном случае для волновода Пекериса собственные функции равны

$$\psi_m(z) = N_m \sin(\sigma_m z), \quad N_m = \left(\frac{H}{2} + \frac{g_m\left(m_1^2 + g_m^2\sigma_m^2\right)}{2m_1^2\left(1 + g_m^2\sigma_m^2\right)}\right)^{-1/2}, \tag{9}$$

отсюда выражение (7) для волновода Пекериса имеет вид

$$P(r, z, z_0) \approx \frac{iA}{4}\sum_{m=1}^{\infty} N_m^2 \sin(\sigma_m z_0)\sin(\sigma_m z) H_0^{(1)}(\xi_m r). \tag{10}$$

Заметим, что при выбранном положении разреза дискретный спектр бесконечен. В случае жесткого дна он включает в себя ограниченное число распространяющихся мод, для которых $\mathrm{Re}\,k_1 < \mathrm{Re}\,\xi_m < k_H$, где $k_H = \omega/c_H$, и бесконечное число вытекающих мод, для которых $0 < \mathrm{Re}\,\xi_m < \mathrm{Re}\,k_1$. В случае мягкого дна имеются только вытекающие моды при $0 < \mathrm{Re}\,\xi_m < k_H$. Если затухание в дне отсутствует ($\alpha = 0$), то распространяющиеся моды являются незатухающими, т.е. для них $\mathrm{Im}\,\xi_m = 0$. Вытекающие моды всегда затухающие, т.к. для них всегда $\mathrm{Im}\,\xi_m > 0$. При определенных параметрах волновода среди вытекающих мод могут быть квазимоды, для которых выполняется условие $\mathrm{Im}\sqrt{k_1^2 - \xi_m^2} < 0$. На рис. 1 квазимодам соответствуют полюса, расположенные выше пунктирной линии $\mathrm{Im}\,\sigma_1(\xi) = 0$. Особенность квазимод заключается в том, что в дне они растут с увеличением глубины. Эта нереальная на первый взгляд ситуация не мешает использовать квазимоды для вычисления поля в водном слое, что будет продемонстрировано в данной работе.

Иногда квазимоды включают в непрерывный спектр, выбирая разрез вдоль линии $\mathrm{Im}\,\sigma_1(\xi) = 0$ (разрез типа Юинга-Жардецки-Пресса [8, 10]). В этом случае полюса, расположенные выше линии разреза (т.е. квазимоды), исчезают с верхнего листа римановой поверхности, переходя на нижний лист. Проявляются квазимоды в итоге только в непрерывном спектре, а в дискретном спектре остаются “традиционные” моды, затухающие в дне с ростом глубины и расположенные ниже линии разреза (ниже пунктира на рис. 1). Однако вряд ли оправдан такой подход, если непрерывным спектром пренебрегается, а учет только “традиционных” мод не достаточен для удовлетворительного описания поля в водном слое волновода. Поэтому в данной работе квазимоды включаются в дискретный спектр, что обеспечивается выбором разреза $\mathrm{Re}\,\sigma_1(\xi) = 0$ (жирная линия на рис. 1).

Заметим, что выбранное в работе положение разреза соответствует системе MATLAB, что удобно для расчетов. Заметим также, что данный разрез соответствует разрезу типа Пекериса [7, 8], который проводится вертикально вверх от точки k_1. Действительно, в обоих случаях разрезы не пересекают цепочку полюсов, поэтому дискретные спектры одни и те же и непрерывные спектры также равны друг другу.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для численных расчетов рассмотрим волновод Пекериса, параметры которого выберем близкими к условиям Баренцева моря в зимнее время: глубина $H = 120$ м, $c =$ 1467 м/с, плотность воды $\rho = 1$ г/см^3. Скорость звука в дне будем варьировать в широких пределах мягкого и жесткого дна: $c_1 = 100$–1700 м/с, при прочих равных

условиях: $\rho_1 = 1.6$ г/см^3, $\alpha = 0.02$. Расчеты поля будем проводить на частотах $f = 50$–300 Гц и расстояниях $r = 0.3$–5 км.

На рис. 2 показан конкретный пример расчета полюсов для мягкого дна. Полюса с номерами 3–9 соответствуют квазимодам. На рис. 3 показан расчет модуля поля $|P(r, z, z_0)|$ для этого примера по точной формуле (4) и по модовой формуле (10) при суммировании первых двух, трех и четырех мод. Видно, что добавление квазимод улучшает результат расчета по модовой теории, приближая его к точному значению.

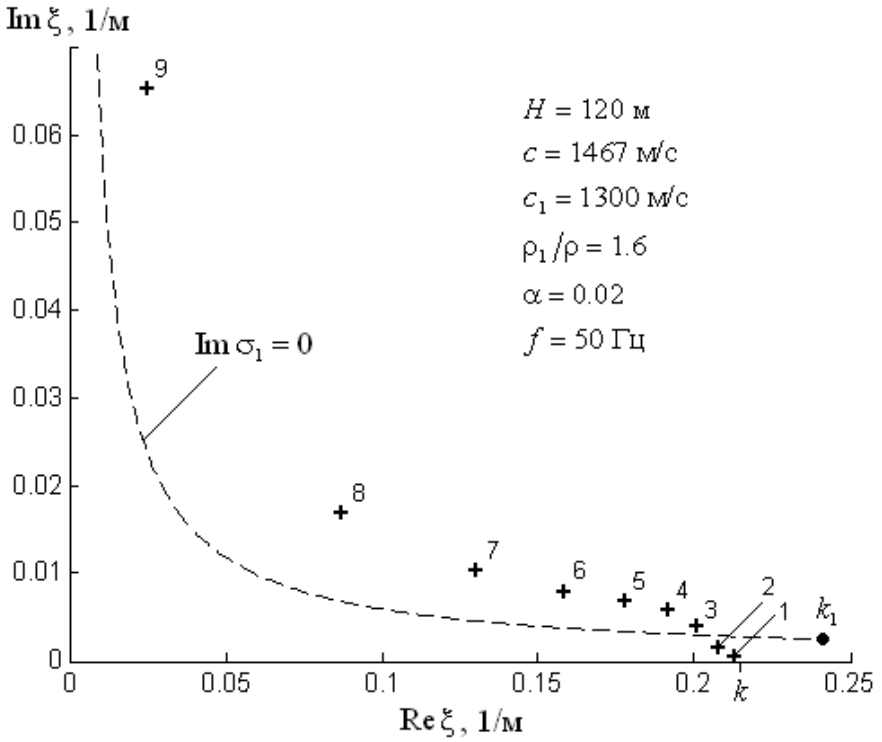


Рис. 2. Картина полюсов при указанных на рисунке параметрах.

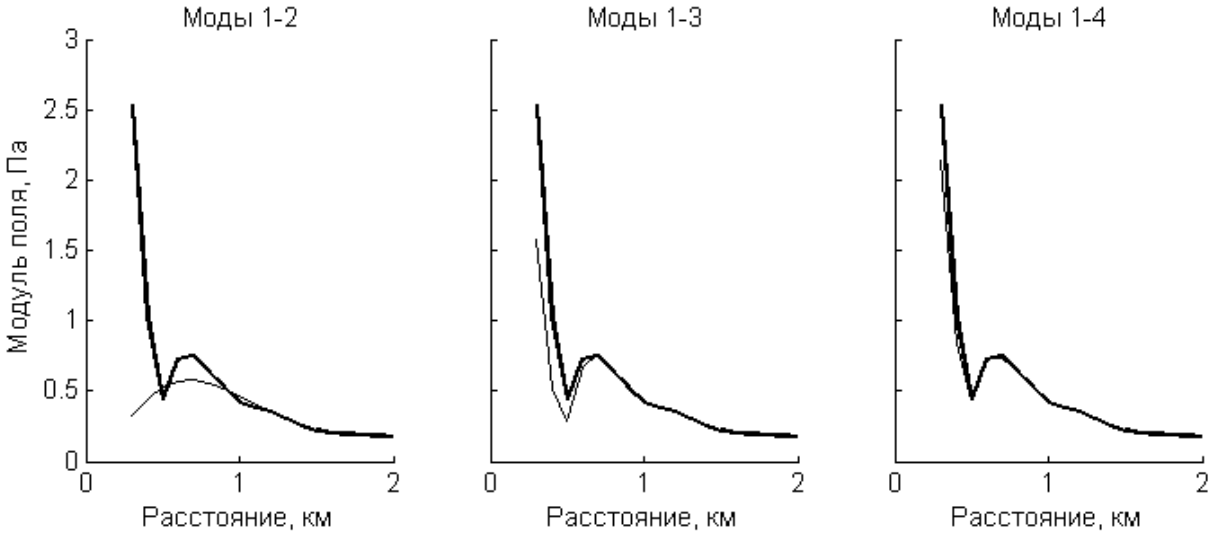


Рис. 3. Расчеты модуля поля при параметрах указанных на рис. 2 и при $W_0 = 1$ Вт, $z_0 = 60$ м, $z = 120$ м. Точный расчет (жирная линия), модовая теория (тонкая линия).

Численный анализ показал, что при выбранных параметрах задачи достаточно ограничиться числом мод, определяемым по формуле $M = \{2H/\lambda\}$, где фигурные скобки означают целую часть числа, λ – длина волны в водном слое. Данное число мод соответствует количеству незатухающих мод в случае абсолютно жесткого или абсолютно мягкого дна. Для частот 50 и 300 Гц имеем $M = 8$ и $M = 49$. При этом в большинстве случаев можно ограничиться и значительно меньшим числом мод.

Рассмотрим далее интенсивность принимаемого поля, усредненную по всем положениям источника и приемника от 0 до H:

$$I(r) = \frac{1}{H^2}\int_0^H\int_0^H \frac{|P(r,z,z_0)|^2}{2\rho c(z)}dzdz_0 . \qquad (11)$$

Заметим далее, что подобное усреднение проводилось ранее аналитически для волновода Пекериса в рамках лучевой [5] и модовой [2] теорий и приводило при использовании некоторых приближений к известному закону затухания – “закону 3/2”:

$$I(r) \approx \frac{I(r_0)}{r_0^{-3/2}} r^{-3/2} . \qquad (12)$$

Численные расчеты, выполненные согласно (11) при различных скоростях звука в дне, приведены на рис. 4. При этом в полученных зависимостях устранена цилиндрическая расходимость, и интенсивность выражена в дБ, т.е. на рис. 4 приведены зависимости $10\lg[I(r)/I(r_0)] + 10\lg(r/r_0)$, где $r_0 = 300$ м. Видно, что приближенный закон (12) в целом лучше описывает волноводы с жестким дном. Для мягкого дна зависимость (12) дает в целом завышенные значения. Это объясняется наличием только вытекающих мод в случае мягкого дна, поскольку при этом энергия, уносимая из акустического волновода, больше.

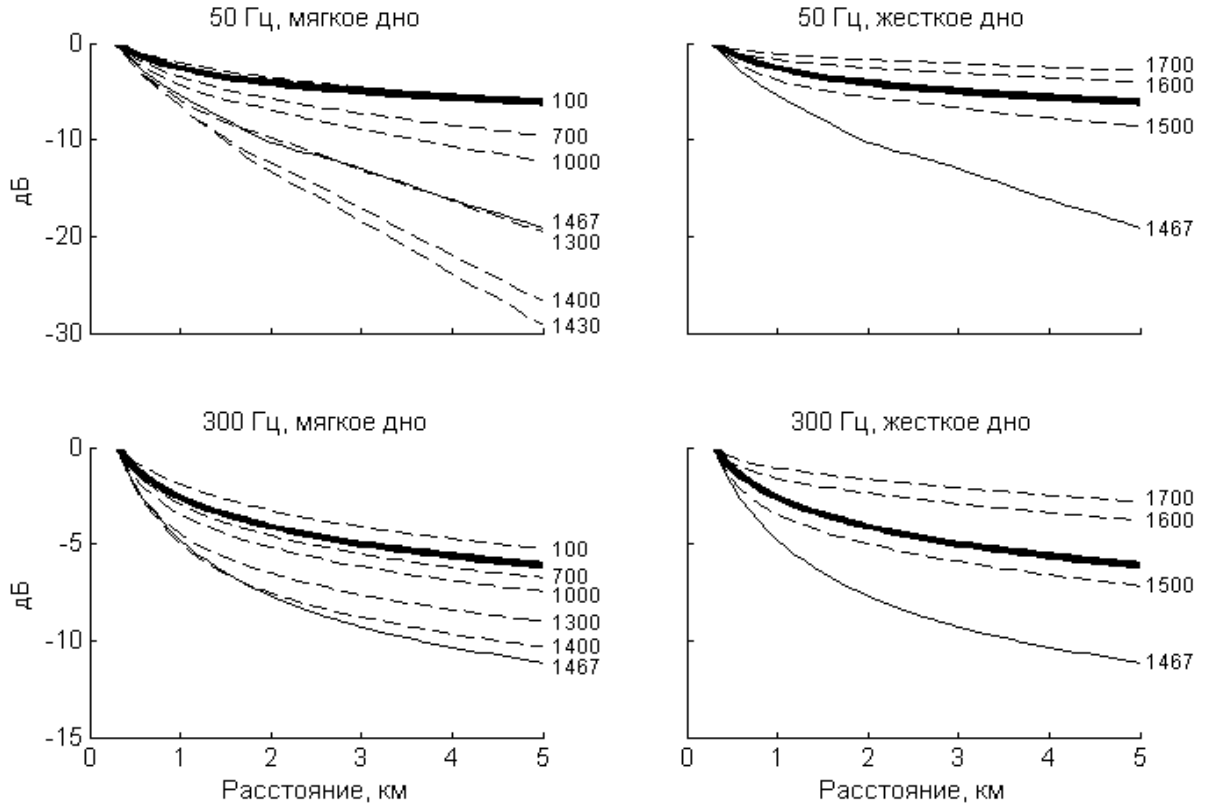


Рис. 4. Спадание средней интенсивности после устранения цилиндрической расходимости для мягкого и жесткого дна. Числа возле графиков показывают значение скорости звука в дне (м/с). Сплошная тонкая линия соответствует равенству скоростей звука в воде и дне (1467 м/с). Жирная линия – зависимость (12).

Интересно также отметить (см. рис. 4), что при низких частотах и при значениях скорости звука в дне близких к скорости звука в воде интенсивность акустического поля уменьшается с дистанцией не только гораздо сильнее, чем это следует из формулы (12), но и сильнее, чем в свободном пространстве, где $I(r) = I(r_0)(r/r_0)^{-2}$. Последнее связано с тем, что в этом случае мы в известной степени имеем дело с излучением источника вблизи (на расстояниях сравнимых с длиной волны) отражающей верхней границы, которое, как известно, носит дипольный характер [5]. Напомним, что при дипольном излучении $I(r) = I(r_0)(r/r_0)^{-4}$.

Далее, как это принято в инженерной гидроакустике, аппроксимируем каждую линию, изображенную на рис. 4, прямой линией, чтобы по наклону этой прямой оценить среднее спадание интенсивности при каждом значении частоты и скорости звука в дне:

$$10\lg[I(r)/I(r_0)] + 10\lg(r/r_0) \approx -\beta r + d\,. \qquad (13)$$

Коэффициент наклона β будем называть коэффициентом затухания. На рис. 5 показаны полученные зависимости β как функции скорости звука в дне для фиксированных значений частот 50, 70, 100 и 300 Гц. Для соотношения (12) коэффициент затухания, определенный по формуле (13), дает примерно 1 дБ/км. Для мягкого дна величина β монотонно растет при увеличении скорости звука в дне, для жесткого дна – монотонно падает.

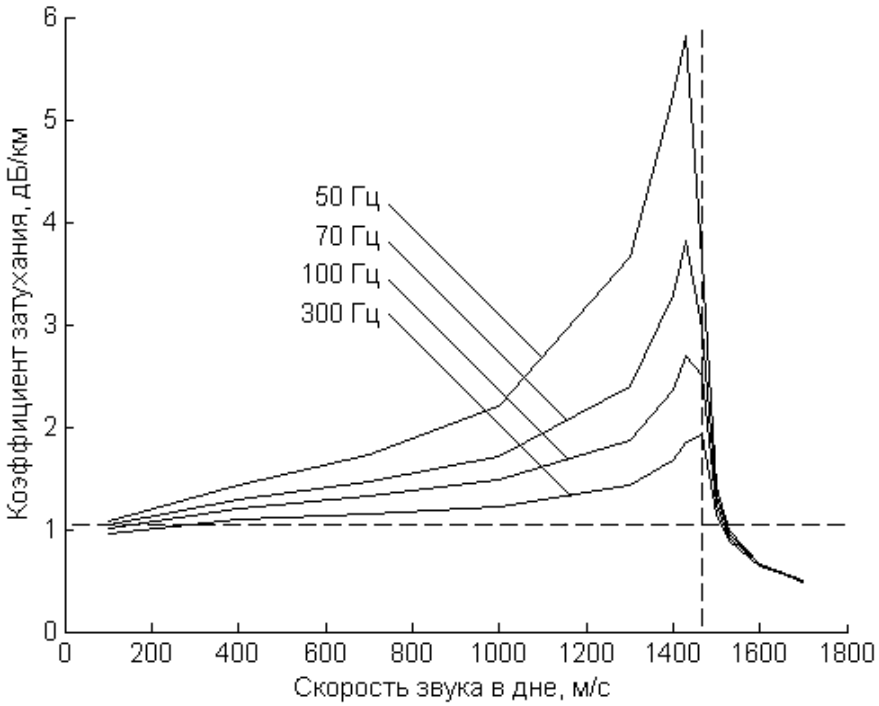


Рис. 5. Зависимость коэффициента затухания β от скорости звука в дне. Горизонтальный пунктир показывает значение β для зависимости (12). Вертикальной пунктирной линией отмечена точка на горизонтальной оси, где имеет место равенство скорости звука в воде и дне.

Максимум β достигается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне. Наличие максимума объясняется тем, что при $c_1 \approx c$ коэффициент отражения от дна минимален, поскольку при этом отражение обусловлено только одной причиной – скачком плотности на границе раздела сред. Если же c заметно отличается от c_1,

причем не важно в какую сторону, то отражение от дна дополнительно усиливается за счет скачка скорости звука. Величина максимума β зависит от частоты. При уменьшении частоты от 300 до 50 Гц максимум β возрастает примерно с 2 до 6 дБ/км. Наблюдается также незначительное смещение положения максимума от точного значения $c_1 = c$, увеличивающееся при уменьшении частоты. Как показывают дополнительные расчеты, смещение максимума связано с наличием затухания в дне. При выборе параметра затухания $\alpha = 0$ смещение максимума отсутствует, а значение максимума β при частоте 50 Гц достигает 10 дБ/км.

Обсудим возможное применение зависимостей $\beta(c_1)$, изображенных на рис. 5, для анализа газонасыщенных грунтов. В таких грунтах увеличение содержания в них газа приводит к уменьшению скорости звука в дне. Если заранее известно, что содержание газа достаточно велико и дно мягкое, то это значит, что мы находимся на левой стороне кривых $\beta(c_1)$. Следовательно, повышение (понижение) концентрации газа в грунте будет приводить к уменьшению (увеличению) коэффициента затухания. В итоге, по степени затухания звука можно судить, в принципе, об изменении концентрации газа. Для слабо газонасыщенных грунтов, когда дно еще остается жестким, работает та же схема анализа, только мы при этом находимся на правой стороне кривых $\beta(c_1)$.

Таким образом, присутствие газонасыщенных осадочных пород в мелководных акваториях приводит к изменению затухания низкочастотных акустических волн в водном слое. Причем для типичных условий шельфа в целом можно прогнозировать увеличение затухания по сравнению с акваториями с жестким дном. Изменения в затухании зависят от эффективной скорости звука в дне и особенно заметны при небольших (несколько километров) расстояниях от источника. Этот факт должен учитываться, например, при анализе влияния антропогенных шумов, излучаемых морскими платформами, обеспечивающими добычу углеводородного сырья.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 14-02-00330, 14-05-91180, 12-05-00887-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эйкал Т. Акустические характеристики морского дна // Акустика морских осадков: Пер. с англ. / Под ред. Л.Хэмптона. – М.: Мир, 1977. – С. 407-437.
2. Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. Общая гидроакустика. М.: Изд-во МГУ, 1988. – 160 с.
3. Рокос С.И. Газонасыщенные отложения верхней части разреза Баренцево-Карского шельфа: Автореф. дис. ... канд. геогр. наук: 25.00.28 / Кольский научный центр РАН, Мурманский морской биологический институт. – Мурманск, 2009. – 24 с.
4. Гончаренко Б.И., Захаров Л.Н. О методе определения акустического сопротивления грунта в пресноводных водоемах // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 4. С. 531-536.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. – 370 с.
6. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. – 191 с.
7. Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде // Распространение звука в океане: Пер. с англ. / Под ред. Л.М.Бреховских. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1951. – С. 48-156.
8. Де Санто Дж.А. Теоретические методы в акустике океана // Акустика океана: Пер. с англ. / Под ред. Ю.А.Кравцова. – М.: Мир, 1982. – С. 16-90.
9. Свешников А.Г., Тихонов А.Н. Теория функций комплексной переменной. М.: Физматлит, 2005. – 336 с.
10. Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic Waves in Layered Media. N.Y.: McGraw-Hill, 1957. – 380 p.

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СЛОЕ ГАЗОНАСЫЩЕННЫХ ОСАДКОВ

Гусев В.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва

E-mail: vgusev@bk.ru

Проанализированы возможности волноводного распространения интенсивных акустических сигналов в придонном слое, содержащем газовые пузырьки. Рассчитаны коэффициенты отражения и прохождения звука из однородной среды в слой с пузырьками и обратно. Показано, что придонный слой эффективно захватывает попадающие в него лучи и обеспечивает волноводный характер распространения. Наличие пузырьков увеличивает как интервал углов, под которыми волна проникает в слой, так и интервал углов, под которыми лучи испытывают полное внутреннее отражение и не выходят из слоя. Выведены эволюционные уравнения для интенсивных акустических волн и волновых пучков в среде с неоднородным распределением пузырьков.

Во многих морях существуют придонные слои, содержащие газовые пузырьки и другие примеси. Образование таких слоев обычно связано с деятельностью микроорганизмов. Наличие пузырьков в жидкой среде приводит к значительному уменьшению эффективной скорости звука, вплоть до нескольких порядков [1], и, следовательно, формированию условий волноводного распространения. Например, скорость звука в донном грунте Балтийского моря достигает 70-90 м/с, на африканском шельфе Атлантического океана 500 м/с. Такой низкоскоростной слой может стать концентратором акустического поля за счет рефракции и фокусировки. Наличие таких слоев открывает новые возможности для дальнего распространения звука и передачи информации в океане.

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ГАЗОНАСЫЩЕННОЙ СРЕДЕ

Рассмотрим следующую геометрию задачи (рис. 1). Пусть ось x направлена горизонтально, ось z вертикально вниз. Жидкая среда с пузырьками занимает горизонтальный слой $0 < z < h$, ниже при $z > h$ находятся однородные жидкие осадки или твердое дно, выше при $z < 0$ однородная водная среда. Точки A и B указывают возможные положения излучателя по отношению к газосодержащему слою: излучатель может находиться внутри слоя (точка A) или выше него в однородной жидкости (точка B). Введем обозначения: ρ, c – скорость и плотность жидкой фракции в газосодержащем слое, ρ_g, c_g – скорость и плотность газа в газосодержащем слое, $\rho_{eff} = \rho(1-\nu)$ – эффективная плотность газосодержащей среды, ν – концентрация газовых пузырьков, ρ_l, c_l и ρ_b, c_b – скорость и плотность однородного жидкого слоя и донного грунта соответственно.

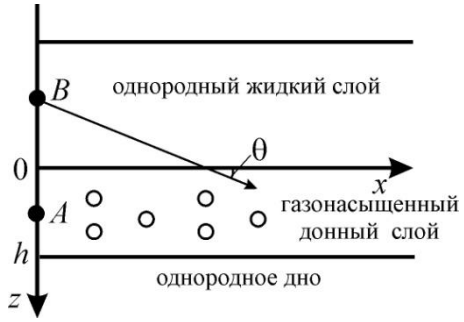


Рис. 1. Система координат, привязанная к поверхности дна.

Акустическое поле в среде с пузырьками описывается уравнениями [1]

$$\Delta p - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho\nu\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \qquad \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + 2\delta\frac{\partial w}{\partial t} + \omega_0^2 w\left(1-\varepsilon_g w\right) = -\frac{\omega_0^2}{\rho_g c_g^2}\, p\,. \quad (1)$$

Волновое уравнение для акустического давления p учитывает генерацию поля за счет колебаний пузырьков, а второе уравнение для относительного изменения объема пузырька w описывает колебания пузырька под действием внешнего поля. Здесь $\omega_0^2 = 3c_g^2\rho_g \big/ \rho R_0^2$ – собственная частота колебаний пузырька с радиусом R_0, ε_g – нелинейный параметр газа внутри пузырька. Коэффициент затухания δ складывается из трех частей [2-4]: затухания за счет теплопроводности, радиационных потерь и вязкого затухания. В зависимости от характерных размеров и частоты волны преобладают различные механизмы затухания. Потери, связанные с теплопроводностью, преобладают при размерах пузырька R_0 порядка длины тепловой волны $\lambda_t = \sqrt{2\chi/\omega}$, где χ – температуропроводность газа. Для воздушных пузырьков на частоте 100 Гц $\lambda_t \sim 0.25$ мм. Для маленьких пузырьков с радиусом много меньше λ_t преобладают вязкие потери. Для пузырьков большого размера преобладают потери на переизлучение акустического поля. Известно [5], что при сильном различии сжимаемостей жидкости вокруг пузырька и газа внутри него могут наблюдаться гигантские эффективные параметры нелинейности, во много раз превосходящие нелинейные параметры для однородных сред. Поэтому в системе (1) оставлен только нелинейный параметр газа в пузырьке. Наибольшие нелинейности наблюдаются на низких частотах, много меньших собственной частоты колебаний пузырьков. Для воздушных пузырьков миллиметрового размера характерное значение собственной частоты $\omega_0/2\pi \sim 3$ кГц для пузырьков с радиусом $R_0 = 1$ мм и $\omega_0/2\pi \sim 30$ кГц при $R_0 = 0.1$ мм. Таким образом, используемые в гидроакустике акустические сигналы с частотами порядка сотен Гц оказываются в низкочастотной относительно ω_0 области.

Уравнения (1) можно привести к одному замкнутому уравнению для w:

$$\Delta w - \frac{1}{c_{eff}^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\left[\frac{1}{\omega_0^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{2\delta}{\omega_0^2}\frac{\partial w}{\partial t} - \varepsilon_a w^2\right] = 0. \quad (2)$$

Здесь введена эффективная скорость акустической волны в пузырьковой среде

$$c_{eff}^2 = \frac{c^2}{1+\beta\nu},$$

где $\beta = \rho c^2 \big/ \rho_g c_g^2$ – отношение сжимаемостей жидкой и газовой сред. Параметр β оказывается большой величиной; например, для газовых пузырьков в воде $\beta \approx 16000$, поэтому даже при малых концентрациях пузырьков скорость звука может уменьшиться на несколько порядков по сравнению с однородной средой. Например, уже при концентрации пузырьков $\nu = 10^{-3}$ скорость звука уменьшается в четыре раза.

В линейном приближении для гармонической волны $\sim e^{-i\omega t}$ получаем волновое уравнение с эффективным волновым числом κ:

$$\Delta p + \kappa^2 p = 0, \qquad \kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \frac{\beta\nu(\vec{r})}{1-\omega^2/\omega_0^2 - i\,2\delta\omega/\omega_0^2}\right). \quad (3)$$

На низких частотах $\omega < \omega_0$ эффективное волновое число сильно возрастает даже при небольшой концентрации пузырьков за счет большого параметра β. Вклад затухания в газосодержащем слое определяется величиной $\hat{\delta} = 2\delta\omega/\omega_0^2$. Для воздушных пузырьков радиуса $R_0 = 0.1$ мм преобладает вязкое затухание и на частоте 100 Гц $\hat{\delta} \sim 3\cdot 10^{-4}$. Для пузырьков с радиусом $R_0 = 1$ мм радиационные потери приводят к близкой величине

$\hat{\delta} \sim 8 \cdot 10^{-4}$ Таким образом, на низких частотах затухание, вызванное наличием пузырьков, оказывается несущественным, в дальнейшем будем им пренебрегать.

ПРОХОЖДЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ СРЕДЫ С ПУЗЫРЬКАМИ

Наличие сильно сжимаемых газовых пузырьков в слое существенно уменьшает скорость звука и изменяет эффективный коэффициент преломления. Таким образом, газонасыщенный слой может оказаться концентратором акустического поля, способным захватывать и удерживать падающие волны. Рассмотрим прохождение и отражение акустических волн на границе газосодержащего слоя и однородных сред в линейном приближении на основе уравнения (3). Пусть плоская гармоническая волна $p_{10} = Ae^{ik\cos\theta x + ik\sin\theta z - i\omega t}$ падает из однородной среды под углом скольжения θ к оси x на границу $z = 0$ слоя с пузырьками, отраженную волну ищем в виде $p_{11} = VAe^{ik\cos\theta x - ik\sin\theta z - i\omega t}$, а прошедшую – в виде $p_2 = WAe^{i\kappa\cos\theta_2 x + i\kappa\sin\theta_2 z - i\omega t}$. Здесь θ_2 – угол скольжения преломленной волны, V и W – коэффициенты отражения и прохождения по давлению, которые задаются акустическими формулами Френеля [6]:

$$V = \frac{m\sin\theta - n_{eff}\sin\theta_2}{m\sin\theta + n_{eff}\sin\theta_2}, \qquad W = \frac{2m\sin\theta}{m\sin\theta + n_{eff}\sin\theta_2}, \tag{4}$$

где $m = \rho_{eff}/\rho_l$ и введен эффективный показатель преломления

$$n_{eff} = \frac{\kappa}{k} = n\sqrt{1 + \frac{\beta\nu}{1 - \omega^2/\omega_0^2}}, \; n = \frac{c_l}{c}. \tag{5}$$

Угол θ_2 определяется из закона Снеллиуса $n_{eff}\cos\theta_2 = \cos\theta$, $n_{eff}\sin\theta_2 = \sqrt{n_{eff}^2 - \cos^2\theta}$.

Коэффициент прохождения по энергии равен

$$W_I = \frac{4m\sin\theta\sqrt{n_{eff}^2 - \cos^2\theta}}{\left(\sin\theta + m\sqrt{n_{eff}^2 - \cos^2\theta}\right)^2}. \tag{6}$$

Для задач дальнего распространения звука основной интерес представляют волны с небольшими углами скольжения θ. При $n_{eff} < 1$ волны с малыми углами падения будут испытывать полное внутреннее отражение и не проникать в слой. Максимальный угол скольжения, для которого наблюдается полное внутреннее отражение, равен $\theta_k = \arccos n_{eff}$. Из выражения (5) видно, что уже при концентрации $\nu \sim \beta^{-1}$, при которой наблюдается максимальное значение нелинейного параметра [1], $n_{eff} \approx \sqrt{2}n$. Это означает, что наличие пузырьков существенно увеличивает интервал углов, для которых падающие волны проникают в газосодержащий слой.

Пусть газонасыщенный слой является близкой по параметрам к воде жидкостью с газовыми пузырьками. Примем для оценок: в верхнем однородном водном слое $\rho_l = 1000$ кг/м^3, $c_l = 1500$ м/с; в газонасыщенном слое $\rho = 1000$ кг/м^3, $c = 1500$ м/с, нелинейный параметр воздуха $\varepsilon_a = 1.2$, собственная частота колебаний пузырьков $\omega_0 = 20$ с$^{-1}$; в нижнем полупространстве $\rho_b = 2200$ кг/м^3, $c_b = 1700$ м/с. В этих условиях параметр $\beta \approx 16000$. Применительно к задачам дальнего распространения будем рассматривать волны с характерными частотами 100-1000 Гц.

Зависимости коэффициента прохождения по энергии (6) от угла падения на верхнюю границу слоя для различных значений концентрации пузырьков и частоты волны показаны на рис. 2. Коэффициент падает как при приближении направления падения к скользящему, так и при увеличении концентрации и частоты, поскольку в этом случае растет коэффициент преломления, т.е. контраст сред. Тем не менее, для большого

диапазона углов уровень прошедшей в слой акустической энергии остается значительным для передачи сигнала на большие расстояния.

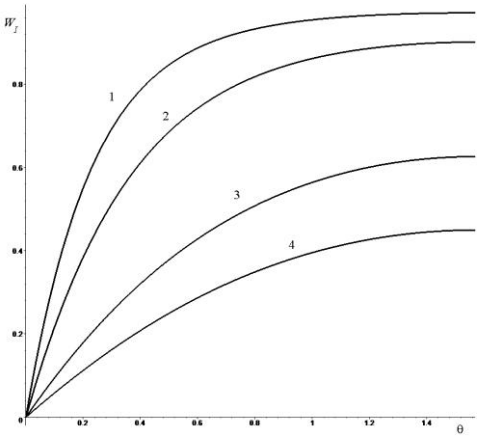


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения по энергии от угла падения волны на границу слоя. Номера кривых: 1 – $\nu = 6\cdot 10^{-5}$, $\omega/\omega_0 = 0.1$, 2 – $\nu = 6\cdot 10^{-5}$, $\omega/\omega_0 = 0.8$, 3 – $\nu = 10^{-3}$, $\omega/\omega_0 = 0.1$, 4 – $\nu = 10^{-3}$, $\omega/\omega_0 = 0.8$.

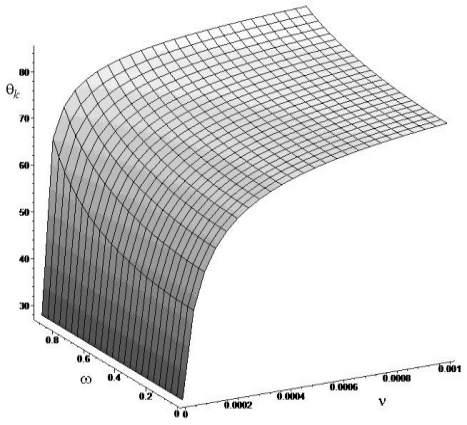


Рис. 3. Зависимость критического угла при отражении от нижней границы слоя с пузырьками от их концентрации и частоты волны.

Теперь рассмотрим падение волны из газосодержащего слоя на границу с однородной средой. Коэффициенты отражения и прохождения в этом случае определяются выражениями, аналогичными (4), но в качестве эффективного коэффициента преломления выступает величина

$$\tilde{n}_{eff} = n_{eff}^{-1} = n^{-1}\left(1+\frac{\beta\nu}{1-\omega^2/\omega_0^2}\right)^{-1/2}.$$

В этом случае увеличение концентрации пузырьков уменьшает эффективный показатель преломления, а значит, увеличивает максимальный угол скольжения $\arccos\tilde{n}_{eff}$, для которого наблюдается полное внутреннее отражение. Таким образом, волны, распространяющиеся в газосодержащем слое в значительном интервале углов, будут испытывать полное внутренне отражение на границах слоя и окажутся запертыми в нем. Уходить из слоя будут только волны, распространяющиеся под углами, достаточно близкими к нормали.

Приведем оценки углов полного внутреннего отражения на верхней и нижней границах. На нижней границе с жидкими осадками критический угол $\arccos\tilde{n}_{eff}$, при превышении которого наблюдается полное внутреннее отражение, для заданных параметров сред и концентрации $\nu \sim \beta^{-1} \sim 6\cdot 10^{-5}$ равен $\theta_{3k} \approx 50^\circ$, а при концентрации $\nu = 0.001$ $\theta_{3k} \approx 78^\circ$. В отсутствие пузырьков критический угол равен $\theta_{3k} \approx 30^\circ$. Соответственно, лучи будут испытывать полное внутреннее отражение в интервале углов скольжения $0^\circ - 30^\circ$ в отсутствие пузырьков, $0^\circ - 50^\circ$ при $\nu \sim 6\cdot 10^{-5}$ и $0^\circ - 78^\circ$ при $\nu = 0.001$. Таким образом, достаточное большое число лучей, не очень полого падающих на слой и потому теряющих мало энергии на отражение на верхней границе, испытывают полное внутреннее отражение на нижней границе и будут составлять основную часть поля на больших расстояниях. Зависимость критического угла на нижней границе в зависимости от концентрации пузырьков и частоты волны показана на рис. 3. Видно, что критический угол резко растет с увеличением концентрации, в то время как частота сказывается незначительно. Критический угол на верхней границе при прохождении из среды с пузырьками в однородную среду определяется

аналогичным выражением, так что полное внутреннее отражение наблюдается для углов $\theta = 0° - 45°$ при концентрации $\nu \sim \beta^{-1} \sim 6 \cdot 10^{-5}$ и углов $\theta = 0° - 76°$ при концентрации $\nu = 0.001$. Это означает, что уже небольшое количество пузырьков обеспечивает условия захвата волн слоем в широком диапазоне углов, причем главным ограничением является условие на верхней границе слоя.

Таким образом, наличие в слое пузырьков приводит к условиям для эффективного захвата и удержания падающих на него волн – увеличивается интервал углов, для которых волны проникают в слой, и уменьшается интервал углов, под которыми волны могут выйти из слоя.

Оценим влияние затухания волн, связанного с утечкой энергии в дно с потерями. Учитывая затухание в дне введением мнимой добавки к скорости звука $c_b = c_{b0}\left(1 - i\delta_1\right)$, для коэффициента прохождения по энергии получим $W_I = \dfrac{2K\sin\Phi}{1 + K\sin\Phi}$, где $K = \dfrac{2Bm\sin\theta}{m^2\cos^2\theta + B^2}$, B и Φ задаются соотношением $\sqrt{\cos^2\theta - \tilde{n}_{eff\,0}^2\left(1 - i\delta_1\right)^{-2}} = Be^{-i\Phi}$. При выбранных параметрах сред, коэффициенте затухания $\delta_1 = 0.01$ [6] и угле скольжения $\theta = 30°$ $K \approx 0.2$, $\Phi \approx 0.01$. В таком случае потери на утечку энергии в дно на каждом отражении составляют порядка 0.1%.

ИНТЕНСИВНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СЛОЕ С ПУЗЫРЬКАМИ

Вернемся к анализу нелинейного уравнения (2). Будем считать, что нелинейные и дисперсионные эффекты достаточно малы и определяют эволюцию профиля на больших расстояниях. Это соответствует малым числам Маха и низким по сравнению с ω_0 частотам. Тогда уравнение (2) можно упростить в приближении квазиоптики, согласно которому в случае положения источника в точке A (рис.1) отыскиваем решение вида $p = p\left(\tau = t - x/c_{eff\,0}, \mu x, \sqrt{\mu}z\right)$, $c_{eff\,0}$ – характерная скорость звука, $\mu \ll 1$. В итоге получаем эволюционное уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\Delta n(x,z)}{c_{eff\,0}}\frac{\partial p}{\partial\tau} - \frac{\varepsilon}{\rho_{eff}c_{eff\,0}^2}p\frac{\partial p}{\partial\tau} - b\frac{\partial^2 p}{\partial\tau^2} - B\frac{\partial^3 p}{\partial\tau^3}\right) = \frac{c_{eff\,0}}{2}\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}. \qquad (8)$$

Здесь $\Delta n(x,z) = \left(c_{eff\,0}^2/c_{eff}^{-2} - 1\right)/2$, эффективный нелинейный параметр $\varepsilon = \varepsilon_a\left(\rho_{eff}c_{eff\,0}^4/\rho_a c_a^2\right)\left(c_{eff\,0}^{-2} - c^{-2}\right)$, параметр дисперсии $B = \left(c_{eff\,0}/2\omega_0^2\right)\left(c_{eff\,0}^{-2} - c^{-2}\right)$. Уравнение (8) обобщает уравнения Хохлова-Заболотской и Кортевега-де-Вриза и учитывает нелинейные и дисперсионные искажения профиля и неоднородность среды.

От уравнения (8) перейдем к приближению нелинейной геометрической акустики, в котором поле описывается двумя уравнениями – эйконала φ для фазы и переноса для амплитуды. После введение функции наклона луча $\alpha = \partial\varphi/\partial z$ они записываются в виде

$$\frac{\partial\alpha}{\partial x} + \alpha\frac{\partial\alpha}{\partial z} = \frac{\partial\Delta n}{\partial z}, \qquad (9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \alpha\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{p}{2}\frac{\partial\alpha}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{\rho_{eff}c_{eff\,0}^3}p\frac{\partial p}{\partial T} - B\frac{\partial^3 p}{\partial T^3} = 0. \qquad (10)$$

В случае источника в точке B могут быть получены уравнения, аналогичные (9)-(10). После перехода к лучевым координатам и эффективным переменным $P = p\sqrt{D}$, $s = \int dx/\sqrt{D}$ уравнение (10) приводится к виду обобщенного уравнения КдВ-Бюргерса:

$$\frac{\partial P}{\partial s} - \frac{\varepsilon}{\rho_{eff}c_{eff}^3}P\frac{\partial P}{\partial T} - b\sqrt{D\left(x(s)\right)}\frac{\partial^2 P}{\partial T^2} - B\sqrt{D\left(x(s)\right)}\frac{\partial^3 P}{\partial T^3} = 0.$$

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ СИГНАЛОВ

Пусть газонасыщенный слой образует подводный звуковой канал, вблизи оси которого показатель преломления аппроксимируется параболической функцией $\Delta n(z) = \Delta n_0 - z^2/2a^2$, и пусть вдоль этой оси распространяется ограниченный волновой пучок с характерной поперечной шириной d. Выведем эволюционное уравнение для поля на оси пучка. Поскольку неоднородность коэффициента преломления вызывает изменение фазы волны, что может привести к фокусировке, отыскиваем решение уравнения (8) вида $p = p\left(x, z, T = \tau - \psi(x,z)/c_{eff\,0}\right)$, где фаза ψ пока не определена. По аналогии с работой [7] наложим условие, чтобы ψ являлась фазой решения соответствующей линейной задачи для характерной дифракционной длины. Тем самым учитываются дифракционные эффекты в линейном приближении, что позволяет корректно описать фокальные области. Пренебрегая различием дифракционных эффектов в линейном и нелинейном случаях приходим к уравнению переноса вида (10)

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{\rho_{eff} c_{eff\,0}^2} p \frac{\partial p}{\partial T} - b\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} - B\frac{\partial^3 p}{\partial T^3} + \frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}\frac{p}{2} = 0, \qquad (11)$$

однако здесь фаза ψ учитывает дифракционные эффекты и не содержит сингулярностей в фокальных областях. Для параболической зависимости коэффициента преломления $\psi(x,y) = \psi_0(x) + \Psi(x)y^2$ и на оси пучка при $y = 0$ получаем

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{\rho_{eff} c_{eff\,0}^2} p \frac{\partial p}{\partial T} - b\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} - B\frac{\partial^3 p}{\partial T^3} + \Psi(x)p = 0. \qquad (12)$$

Уравнение (12) описывает искажение профиля интенсивной волны на оси придонного звукового канала, образованного неоднородным распределением пузырьков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, газонасыщенный придонный слой создает благоприятные условия для волноводного распространения низкочастотных акустических сигналов. Волны, падающие на слой в большом интервале углов, проходят с небольшими потерями энергии и захватываются слоем благодаря полному внутреннему отражению. Затухание, связанное с динамикой пузырьков и утечкой в дно, оказывается слабым. Поэтому акустические волны в придонном слое могут распространяться на большие расстояния. Предложено эволюционное уравнение, описывающее нелинейную трансформацию профиля интенсивной волны на оси волновода.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-90302 и 12-02-01149-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М. Нелинейная акустика в задачах и примерах. М.: Физматлит, 2007.
2. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984.
3. Акуличев В.А Пульсации кавитационных полостей / В кн. Мощные ультразвуковые поля. Под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука. 1968.
4. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН. 2006. Т. 176. С. 77–95.
6. Акустика в задачах / Под. ред. С.Н. Гурбатова и О.В. Руденко. М.: Физматлит, 2009.
7. Гамильтон М.Ф., Руденко О.В., Хохлова В.А. Новый метод расчета параксиальной области интенсивных акустических пучков // Акуст. журн. 1997. Т. 43. С. 48-53.

О НЕЛИНЕЙНОМ ЗАТУХАНИИ ТОНАЛЬНЫХ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ДАЛЬНЕМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ОКЕАНЕ

Дюльдина Н.И.

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

E-mail: duldina32@mail.ru

Уменьшение с расстоянием звуковой энергии в океане обусловлено затуханием и геометрическим расхождением фронта волны (с учетом релаксации). Обобщенное понятие затухания звука включает в себя поглощение звука, т.е. переход энергии волны в тепло, рассеяние звука на неоднородностях морской среды и дна и, возможно, другие потери энергии, причины которых не всегда ясны. История измерения частотных коэффициентов поглощения и изучения физических механизмов, ответственных за затухание звука в океане, изложена, например, Вадовым Р.А. [1]. Начиная с 40-ых годов проводилось последовательное снижение исследуемых частот, однако причины аномально повышенного затухания звука низких частот (меньших 3-5 кГц) до сих пор неочевидны.

Использование релаксационной теории и рассмотрение не только сдвиговой, но и объемной («второй») вязкости позволило достаточно точно оценить обобщенные экспериментальные данные частотной зависимости коэффициента затухания для различных районов Мирового океана. На сегодняшний день выяснена связь низкочастотного поглощения с температурой, соленостью и водородным показателем pH среды. В предположении существенной низкочастотной релаксации солей бора Франсуа и Гаррисон [2], Вадов [1] и др. предложили эмпирические формулы, учитывающие также механизм структурной релаксации воды и релаксацию сернокислого магния на высоких частотах. Точность оценок экспериментальных данных значениями коэффициентов поглощения, рассчитанными по этим формулам, не во всех регионах удовлетворительна. Надежных данных, подтверждающих существенную роль низкочастотной релаксации солей бора, получено не было. Более того, Браунинг, Торп и Меллен показали, что и в пресной воде было обнаружено аномальное низкочастотное затухание при использовании взрывных источников [3].

Наряду с исследованием «линейного» затухания звука в 60-70 г и позже обсуждалась возможность добавочного затухания звука из-за нелинейных процессов, в основном для взрывных источников. Результаты наблюдений в области низких частот имеют сильный разброс. Петухов и Фридман убедительно [4] доказывают, что спектр реального взрывного сигнала имеет максимум, зависящий от величины заряда, поэтому нелинейная перекачка энергии может идти вверх и вниз по спектру. Частотная зависимость коэффициентов затухания и их значения, в таком случае, определяются величиной заряда и положением спектрального максимума. Вывод о влиянии нелинейных эффектов авторы подтверждают ссылкой на натурные данные о меньшем затухании слабых тональных сигналов по сравнению с соответствующими частотными компонентами мощного акустического сигнала от взрывного источника [5] .

В экспериментах по дальнему распространению звука в океане, проводимых с использованием мощных тональных и импульсных излучателей нелинейные искажения могут накапливаться вдоль трасс за счет самовоздействия волны и приводить к образованию высокочастотных гармоник. Вопрос об условиях проявления и величине нелинейных искажений при распространении волн конечной амплитуды обсуждался Наугольных и Островским [6]. Для волн с цилиндрическим расхождением волнового фронта (распространение в канале) амплитуда второй гармоники нарастает пропорционально корню квадратному из пройденного расстояния:

$$\nu_2=\nu_0(r_0/r)^{1/2}\,|\,(r_0/r)^{1/2}-1\,|\,\sigma_0, \qquad (1)$$
$$\sigma_0=\varepsilon M/kr$$

ν_0-амплитуда волны в точке r_0 ; $\varepsilon = (n-1)/2$ – нелинейный параметр среды, выраженный через показатель адиабаты n, $M=\nu/c$ – число Маха. Нелинейные искажения накапливаются в области, где они превосходят диссипативные эффекты, т.е. число Рейнольдса $Re=(2\varepsilon p/b\omega) >1$, b- эффективный коэффициент вязкости. Кроме того, изменение затухания сигнала может происходить из-за резонансного взаимодействия волн кратных частот.

Анализ данных, полученных в эксперименте, проведенном в северо-западной части Тихого океана под руководством Акуличева В.А. [7] позволяет сделать вывод о существенном влиянии нелинейных механизмов на затухание тонального звука Ранее [8] уже обсуждались обнаруженные автором расхождения экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. В настоящей статье рассматриваются дополнительные факты. Напомним схему эксперимента. Звуковые сигналы с кратными частотами 232 и 696 Гц излучались одновременно на глубине 100м при буксировке излучателя вдоль трассы, пересекающей зону субарктического фронта. Постоянство излучаемого сигнала на каждой из двух частот контролировалось. Приемная система с тремя одиночными ненаправленными гидрофонами располагалась в области субтропических вод в начале трассы в точке с координатами 35 с.ш., 155 в.д. Горизонты приема сигналов 60, 650 и 1000м. Излучающее судно удалялось от приемника вдоль трассы в область вод субтропической структуры на 1100 км до точки 45 с.ш., 157 в.д. Скорость буксировки около 7 узлов.

Гидрологические параметры и, соответственно, поле скорости звука, значительно изменялись вдоль трассы. Вертикальные профили скорости звука c(z) в точке приема в начале трассы и на разных расстояниях от приемника представлены на рис.1.

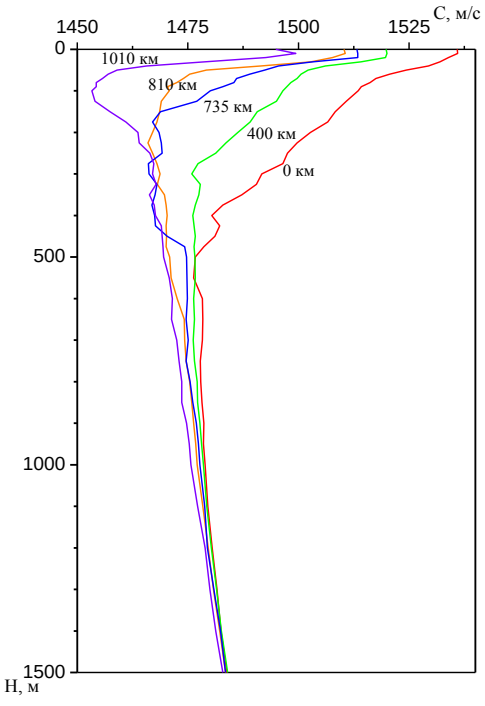


Рис. 1. Зависимости скорости звука от глубины

В начале трассы мощный подводный звуковой канал (ПЗК) охватывает всю толщу вод, ось канала расположена на глубине примерно 600м. В конце трассы ось ПЗК поднимается на глубину около 100м, значение скорости звука на оси канала изменяется с 1475м/с до 1450м/с, т.е. понижается на 25 м/с. Отметим, что значение скорости звука на горизонте излучения 100м изменяется более, чем на 60м/с - от 1520 м/с в начале трассы до 1455м/с в конце. Таким образом, вблизи приемника в толще океана распространяются лучи с углами выхода из источника от 15^0 до -15^0 и звуковое поле имеет зональную структуру. По мере снижения скорости звука на глубине излучения в толще вод распространяется все большее количество лучей. В конце трассы, когда источник у оси ПЗК, в толщу вод захватываются лучи с углами выхода от 22^0 до -22^0 . «Дополнительные» лучи распространяются у оси ПЗК, что приводит к постепенному увеличению интенсивности сигналов, принятых на глубинах с минимальными значениями скорости звука (650 и 1000м) Изменение уровня сигналов, принятых в фиксированной точке, обусловленное нестационарностью звукового поля, в экспериментах по определению коэффициентов затухания принято считать систематической ошибкой, не имеющей частотной зависимости.

Рассмотрим вариации интенсивности принятых сигналов в зависимости от расстояния до движущегося источника. На рис.2.a представлены значения скорости звука на горизонте излучения вдоль трассы. Уровни акустических сигналов с частотами 232 Гц (1) и 696 Гц (2), принятых на глубинах 100, 650 и 1000м, изображены на рис. 2.b, 2.c и 2.d соответственно.

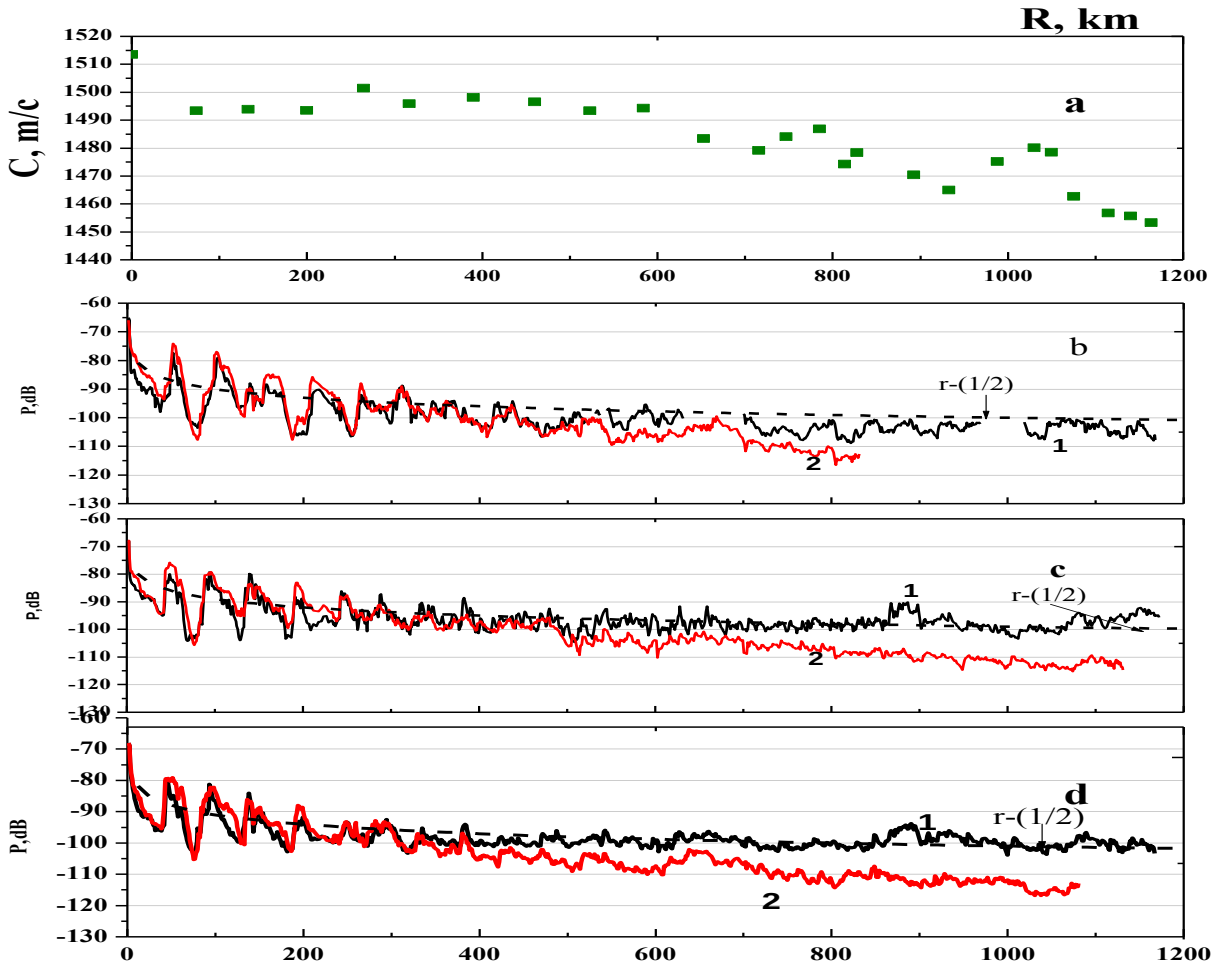


Рис.2 Значения скорости звука на глубине 100 м- a; зависимость изменения уровня сигналов с частотами 232 (1) и 696Гц (2) от расстояния до источника Глубина приема сигналов: b- 100м; c- 650м; d-1000м.

По существующим представлениям на расстояниях 0-500км от приемника, где поле скорости звука изменяется незначительно, отклонение спада уровня звука от цилиндрического закона расхождения волнового фронта определяется поглощением, возрастающим с частотой сигнала. Разность уровней заданных кратных частот должна достигать 10-12 дБ. Однако в данном эксперименте различия в спаде уровней на этом участке трассы практически нет. На втором участке трасс, на расстояниях 500 -1000км от приемника поле скорости звука существенно изменяется, изменяется и соотношение уровней сигналов. Для сигналов, излученных при максимальном удалении от источника разность интенсивностей не превышает 10-12 дБ , что существенно меньше и расчетных значений, и экспериментальных результатов, представленных различными авторами. В натурных работах по исследованию поглощения звука в океане в основном используются взрывные источники, широкополосные или одиночные тональные сигналы. Разумно предположить, что отмеченные выше эффекты в экспериментах

Акуличева В.А., связаны с выбором режима излучения тонального звука на резонансных частотах.

В табл.1 приведены значения коэффициентов поглощения звука с частотами 232 и 696 Гц, рассчитанные по формулам Франсуа и Гаррисона [2] и Вадова [1]. Предложенные ими эмпирические зависимости различаются величинами коэффициентов релаксации. В первых трех колонках таблицы представлены эффективные значения скорости звука, температуры и pH для двух частей трассы: расстояния 0-500 км и 500-1000 км от приемника. Для первой части трассы в качестве эффективных выбирались средние по глубине значения. Напомним, распространение звука здесь имеет зональный характер, все лучи достигают глубин 3000 м (и более) и пересекают все горизонты приема. При удалении излучателя более, чем на 500 км, пологие лучи «захватываются» в ПЗК и распространяются вдоль его оси, где коэффициент поглощения выше, чем на первой части трассы. Эффективные значения параметров равны значениям на оси ПЗК. По мере достижения лучами вод субтропической структуры на расстоянии 500 км, заглубления оси канала коэффициент поглощения опять снижается. Итоговое поглощение определяется расстоянием, пройденным лучами в первой и второй части трассы.

Таблица 1

	Скорость звука, С	Темпе-ратура, C^0	pH	β расчет по [1], дВ/кмкГц 230 Гц	696 Гц	β расчет по [2], дВ/кмкГц 230Гц	696 Гц
Расстояние 0-500 км	1490	3	7,9	0,0017	0,02	0,0044	0,026
Расстояние 500-1000км	1500	8	8,1	0,003	0,04	0,0046	0,035

Корректировка уровней сигналов на величину цилиндрического расхождения фронта в зависимости от расстояния (10*log(r)) и поглощение α(r), приводит к зависимости спада уровня звука от расстояния, представленной на рис.3. Учитывались значения коэффициентов поглощения, рассчитанные по формулам Франсуа и Гаррисона, т.к. формулы Вадова дают большую зависимость поглощения от температуры. При низких температурах значения коэффициентов поглощения, рассчитанные по [1] значительно меньше, чем рассчитанные по формулам [2]. Кроме того, в большинстве экспериментов, выполненных Акуличевым В.А., полученные коэффициенты хорошо согласуются с расчетами по формулам Франсуа и Гаррисона.

На рис.3 на всех горизонтах уровень сигналов высокой частоты превышает уровень сигналов низкой частоты. Возрастание интенсивности сигналов с расстоянием обусловлено снижением значений скорости звука на глубине излучения, не связано с поглощением и практически не зависит от частоты. Накапливающаяся с увеличением расстояния разность уровней сигналов позволяет, по мнению автора, сделать вывод о нелинейном эффекте «перекачки» энергии сигнала нижней частоты в сигнал более высокой кратной частоты.

Разности усредненных по расстоянию (интервал усреднения примерно 70 км) уровней сигналов для различных глубин приема показаны на рис.4. Сравнение результатов, представленных на рисунке, подтверждает амплитудную зависимость эффекта.

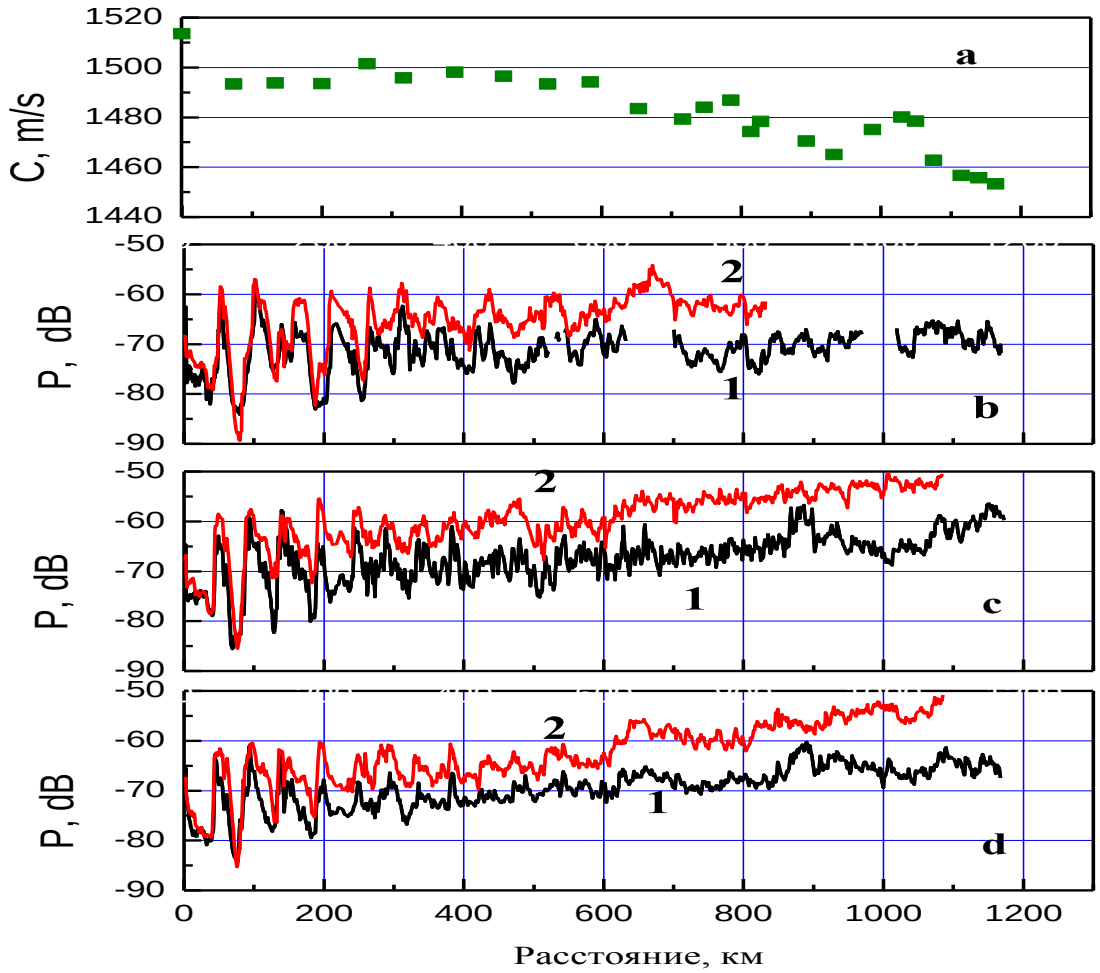


*Рис.2 Значения скорости звука на глубине 100 м- a; зависимость изменения уровня сигналов с частотами 232 (1) и 696Гц (2) от расстояния до источника (скорректированы на величину цилиндрического расхождения фронта в зависимости от расстояния (10*log(r)) и поглощение α(r). Глубина приема сигналов: b- 100м; c- 650м; d-1000м.*

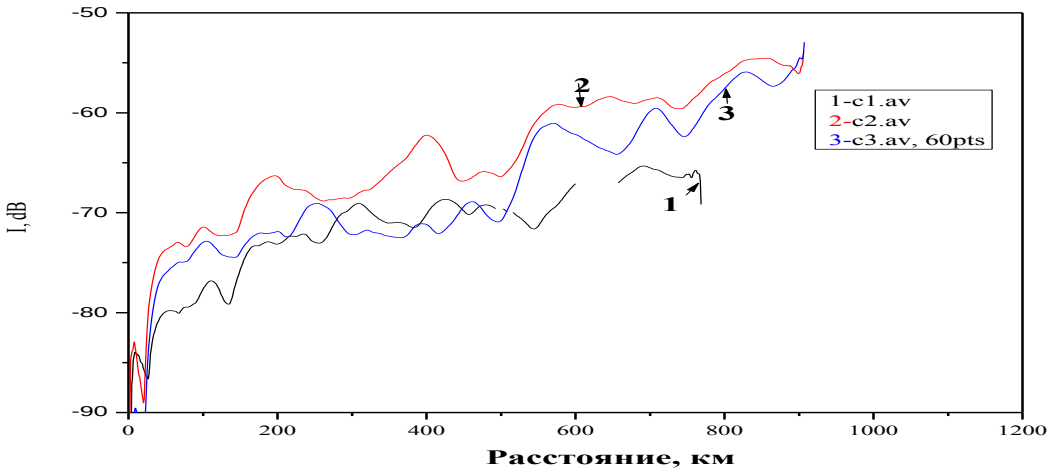


Рис.4. Разности усредненных по расстоянию уровней сигналов с частотами 232 и 696 Гц, принятых на глубинах 1- 100м, 2-650м, 3-1000м.

Разности усредненных по расстоянию (интервал усреднения примерно 70 км) уровней сигналов для различных глубин приема показаны на рис.4. Сравнение результатов, представленных на рисунке, подтверждает амплитудную зависимость эффекта.
Максимальная разность уровней наблюдается на глубине приема 650 м, на оси канала точке приема, минимальная – на 100м, где интенсивность звукового поля меньше всего.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов показывает, что при дальнем распространении тональных звуковых сигналов кратных частот проявляются новые эффекты. Они могут быть объяснены накоплением нелинейных искажений, приводящих к «перекачке» энергии сигнала нижней частоты в кратную (третью) гармонику. Величина перераспределения энергии зависит от расстояния и от интенсивности сигналов. Разность между уровнями сигналов может превышать 20 дБ, что сравнимо с уровнем сигнала низкой частоты вблизи источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вадов Р.А. Поглощение и затухание низкочастотного звука в морской
2. среде// Акустический журнал, 2000, Т.46, №5, С.624-631.
3. Francois R.T., Garrison G.R. Sound absorption measurement.,Pt.2:Boric acid contribution and equation for total absorption- JASA, (1982) V.72, no.6, P. 1879-1889.
4. Brauning D.G., Torp W.H.,Mellen P.N. Attenuation of low - frequency sound in fresh water.- 6th International Congress on Acoustics,(1986) Tokyo.
5. Lovett J.R. Northeastern Pacific sound attenuation using low-frequency cw-sources. J. Acoust. Soc. America, (1975),v.58, no.3, pp.620-625.
6. Петухов Ю.В., Фридман В.Е. «Нелинейный механизм аномального затухания гидроакустических сигналов»// Акустический журнал, 1980, т. 26, с. 924-926
7. Наугольных К.А., Островский Л.А. О нелинейных эффектах в акустике океана.//Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука- 1982. -С.181-196.
8. Акустические и гидрофизические исследования в северо-западной части Тихого океана. - Отчет об экспедиционных работах в 12 рейсе НИС «Академик А. Виноградов» ТОИ ДВО АН СССР, Владивосток, 1988 г., т.1, 401 с.
9. ДюльдинаН.И. О влиянии крупномасштабных неоднородностей океана на распространение низкочастотного звука//Сборник трудов 12 сессии РАО, т.2,- М.:ГЕОС, 2010,с.187-191.

ПРИМЕНЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ДЛЯ ШУМОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ В МЕЛКОМ МОРЕ

Кацнельсон Б.Г.[1)]. Годин О.А.[2)], Jixing Qin[3)] , Заботин Н.А.[2)], Заботина Л.Е.[2)], Brown M.G.[4)], Williams N.J. [4)]

[1)] Хайфский Университет, Израиль, [2)] Университет Колорадо, США
, [3)] Институт Акустики, Пекин, Китай, [4)]Университет Майами, США

e-mail: katz@phys.vsu.ru

В работе представлен новый подход к определению параметров среды распространения на основе измерения двухточечной взаимной корреляционной функции (ВКФ) шумового поля, формируемого различными случайными источниками в океане. Данный подход обусловлен известной связью между ВКФ и функциями Грина океанического волновода с детерминированными параметрами, соответствующими «прямому» и «обратному» во времени распространению. В основе метода лежит обращение во времени волнового фронта широкополосного детерминированного сигнала, построенного с использованием измеренной ВКФ шумового поля. Данная методика применена к ВКФ шумового поля, формируемого различными источниками (ветровое волнение, судоходство и т.д.), измеренной приемными гидрофонами на глубине 100 м в Флоридском проливе. Шумовой сигнал записывался в течение шести суток на трех гидрофонах, расположенных вблизи дна. Расстояния между парами приемников были соответственно 5.0, 9.8 и 14.8 км. Детерминированная функция Грина вычислялась методом параболического уравнения на основе обращения волнового фронта сигнала, построенного с использованием измеренной ВКФ шума и помещая источник на место одного из гидрофонов (координаты которого являются первым пространственным аргументом ВКФ). Обращенный во времени сигнал в идеале должен фокусироваться в точке с координатами, соответствующими второму пространственному аргументу ВКФ. Построенное таким образом поле на основе численного моделирования действительно дает положение главного фокуса в окрестности второго гидрофона, причем координаты фокуса заметно зависят от параметров волновода (в модели дна, как однородного жидкого поглощающего полупространства это плотность, скорость звука и коэффициент потерь в дне). Полученные в результате процедуры поиска наилучшего согласования вычисленного положения фокуса с положением второго гидрофона, перечисленные параметры дна соответствуют указанному району и находятся в хорошем согласии со значениями, полученными другими методами.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что двухточечная нестационарная функция взаимной корреляции $C(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ диффузного шумового поля связана с «детерминированной» функцией Грина среды распространения $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$, описывающей поле мгновенного точечного источника в точке $\mathbf{r}_1$, формируемое в точке $\mathbf{r}_2$ в момент времени t. Точнее, величина $C(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ соответствует сумме $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) + G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, -t)$ «прямой» или запаздывающей функции Грина и «обращенной во времени» (опережающей), которая описывает поле сигнала некоторой формы, формируемого в точке $\mathbf{r}_2$ в момент времени $-t$, дающий в момент $t=0$ пространственно-временную дельта-функцию (будем в дальнейшем называть их запаздывающей и опережающей функциями Грина) [1, 3-6,8-13]. Характер упомянутого соответствия определяется типом волн в среде (сейсмические или звуковые, сдвиговые, поверхностные или объемные), пространственным распределением источников шума и т.д. Вместе с тем, во всех случаях корреляционная функция $C(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ определяется суммой «запаздывающей» и «опережающей» функций Грина или их производных.

Отметим далее, что процедура (метод) обращения волнового фронта (back-propagation; times reversal mirror) часто используется в акустических исследованиях океана в задачах акустической связи, обработки данных и т.д. Указанная выше связь

между корреляционной функции шума и функциями Грина дает возможность использования метода обращения волнового фронта для более детальной интерпретации измеренной корреляционной функции и применения этих измерений в различных задачах акустики океана, в частности решения обратной задачи – определения параметров волновода (например, параметров дна).

Рассмотрим более детально, каким образом можно сформировать обращенную во времени функцию Грина. Пусть в точке $\mathbf{r}_0$ имеется точечный источник, излучающий сигнал $f(t)$ со спектром $S(\omega)$. В частотной области поле данного сигнала в точке $\mathbf{r}$ имеет вид

$$P_0(\mathbf{r},\omega) = S(\omega)G(\mathbf{r},\mathbf{r}_0,\omega), \quad (1)$$

где $G(\mathbf{r},\mathbf{r}_0,\omega)$ - функция Грина уравнения Гельмгольца волновода.

Обращенный во времени в точке $\mathbf{r}_1$ сигнал имеет комплексно-сопряженный (по сравнению с принимаемым) спектр, так что поле такого сигнала в произвольной точке имеет вид:

$$P_1(\mathbf{r},\omega) = S^*(\omega)G^*(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_0,\omega)G(\mathbf{r},\mathbf{r}_1,\omega) \quad (2)$$

В силу взаимности

$$G(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega) = G(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1,\omega) \quad (3)$$

и, следовательно, если рассматривать поле обращенного в точке $\mathbf{r}_1$ сигнала в точке излучения «прямого» сигнала $\mathbf{r}_0$, то $G^*(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_0,\omega)G(\mathbf{r}_0,\mathbf{r}_1,\omega) = |G(\mathbf{r}_0,\mathbf{r}_1,\omega)|^2$, кроме того, чтобы получить точно обращенный сигнал, необходимо просуммировать приходящие сигналы по всем точкам $\mathbf{r}_1$ пространства. При $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ точнее в небольшой окрестности, должно иметь место резкое усиление поля, и временная форма импульсного сигнала должна быть в некотором смысле близкой к излучаемому в этой точке «прямому» импульсу.

Идея работы состоит в построении опережающей функции Грина на основе измеренной двухточечной корреляционной функции шума и отыскании параметров волновода (дна), обеспечивающих наилучшее согласие расчетной функции Грина с экспериментальными данными. Данная методика применяется для определения параметров дна с использованием данных измерения корреляционной функции шума в мелком море для расстояния между точками 5 и 10 км, то есть на расстоянии много больших глубины моря (около 100 м). Таким образом, в дальнейшем мы имеем дело с волноводным распространением и, соответственно, с запаздывающей и опережающей функциями Грина волновода.

ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

Рассмотрим вначале возможность построения обратной функции Грина на основе «обращения времени» в одной точке.

Волновод показан на рис.1, где указаны положение источника и приемника, профиль скорости звука и другие параметры. Расчеты проводились методом параболического уравнения.

Пусть мы имеем излучаемый сигнал $f(t)$ (форма показана на рис.1 синим цветом), характеризуемый «прямоугольным» спектром:

$$S(\omega) = \begin{cases} 1, & 150\,\text{Hz} \le \omega/2\pi \le 200\,\text{Hz}, \\ 0, & \text{вне области} \end{cases} \quad (4)$$

Вычислим сначала комплексный спектр принимаемого сигнала в точке $\mathbf{r}_r$

$$P(\mathbf{r}_r,\omega) = S(\omega)G(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}_r,\omega) = A(\mathbf{r}_r,\omega)e^{i\varphi(\mathbf{r}_r,\omega)} \quad (5)$$

Спектр обращенного сигнала является комплексно-сопряженным к прямому:

$$P^*(\mathbf{r}_r,\omega)=S(\omega)G^*(\mathbf{r}_s,\mathbf{r}_r,\omega)=A(\mathbf{r}_r,\omega)e^{-i\varphi(\mathbf{r}_r,\omega)} \quad (6)$$

На рис.2 (слева) показан модуль спектра принимаемого и обращенного сигнала (они равны) а также формы принимаемого и обращенного сигналов (справа). Считая обращенный во времени сигнал в точке $\mathbf{r}_r$ излучаемым, построим соответственно «принимаемый» сигнал $\tilde{f}(t)$ в точке $\mathbf{r}_s$. На рис.1 справа показаны формы $f(t)$ и $\tilde{f}(t)$. Таким образом, мы видим, что обращение во времени принимаемого сигнала и использование его в качестве излучаемого дает временную фокусировку в точке излучения, качество которой достаточно хорошее, несмотря на то, что обращение сигнала происходит только в одной точке волнового фронта.

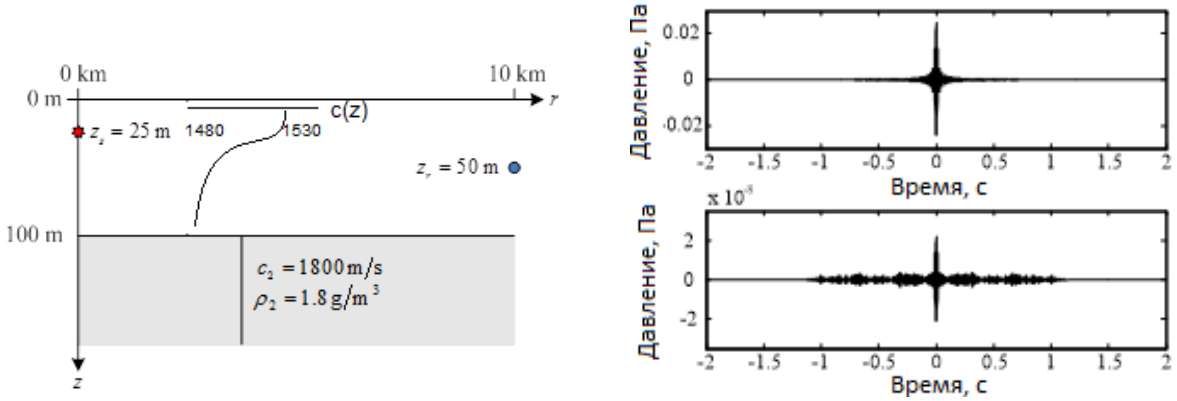


Рис.1 слева - модель волновода, справа – излучаемый (сверху) и обращенный (внизу) сигнал

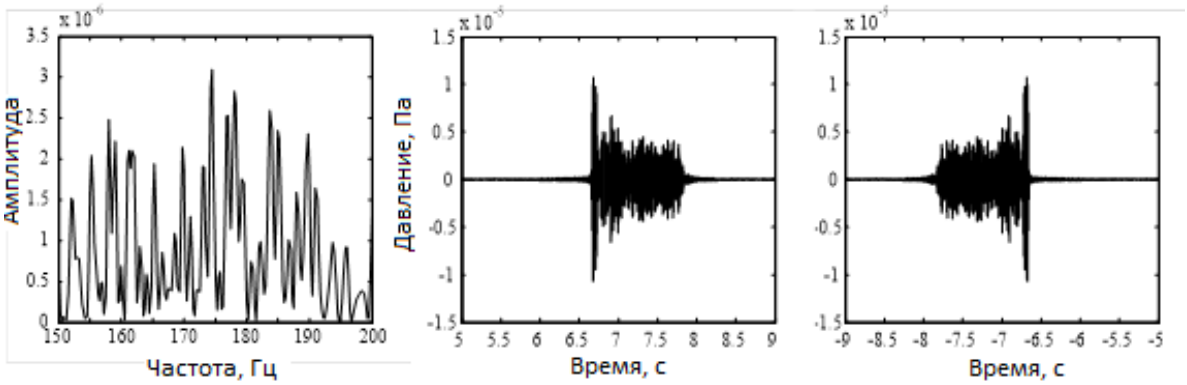


Рис.2 Слева $A(\mathbf{r}_r,\omega)$, справа показаны прямой и обращенный сигналы в точке $\mathbf{r}_r$

Рассмотрим теперь пространственную фокусировку, то есть распределение в пространстве (вертикальной плоскости) звукового поля, формируемого обращенным во времени сигналом, излученным в некоторой точке на примере реальной ситуации.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ РЕАЛЬНОЙ СИТУАЦИИ

Рассмотрим модель (Рис. 3), соответствующую. условиям эксперимента по интерферометрии акустических шумов во Флоридском проливе [2]. Обозначено положение трех приемных одиночных гидрофонов (1,2,3), расположенных примерно вдоль прямой линии (изобата, соответствующая ~103 м), расстояние между гидрофонами, зафиксированных примерно на расстоянии примерно 5 м от дна. Рассмотрим сначала «качество» фокусировки (или обращения сигнала) в зависимости от частотного интервала рассматриваемого сигнала. Расчеты проводились методом параболического уравнения для модели волновода, показанного на рис.3. Пусть в

точке 1 излучается сигнал $f(t)$ со спектром $S(\omega)$ в некоторой широкой полосе частот. В точке 2 (или 3) принятый сигнал «обращается» с использование спектра в некоторой частотной полосе $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$.

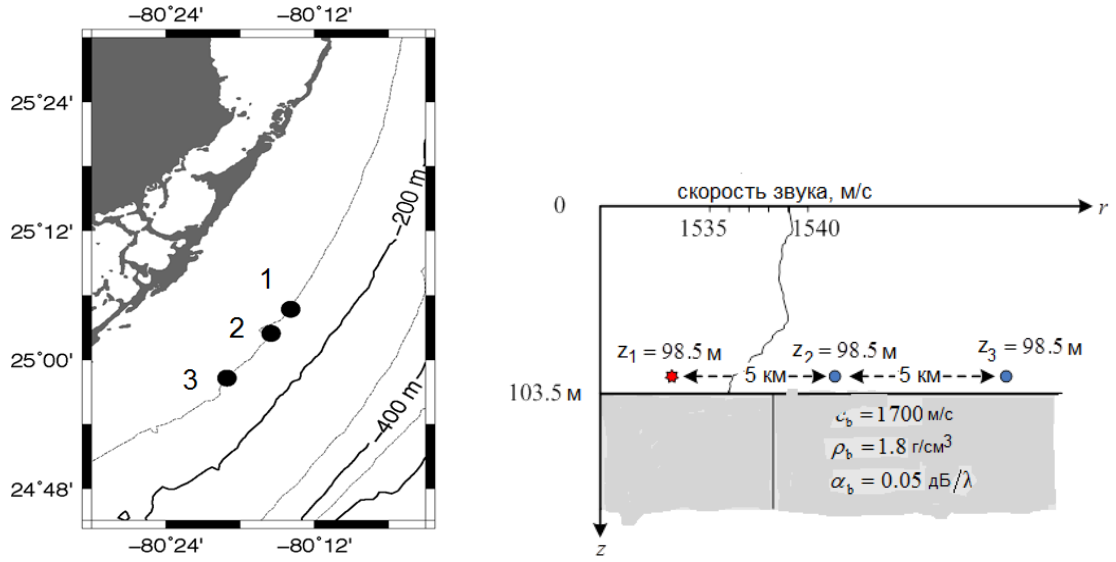


Рис.3 Схема эксперимента (слева), примерная модель волновода (справа). Одиночные гидрофоны соответствуют точкам $z_{1,2,3}$.

а б

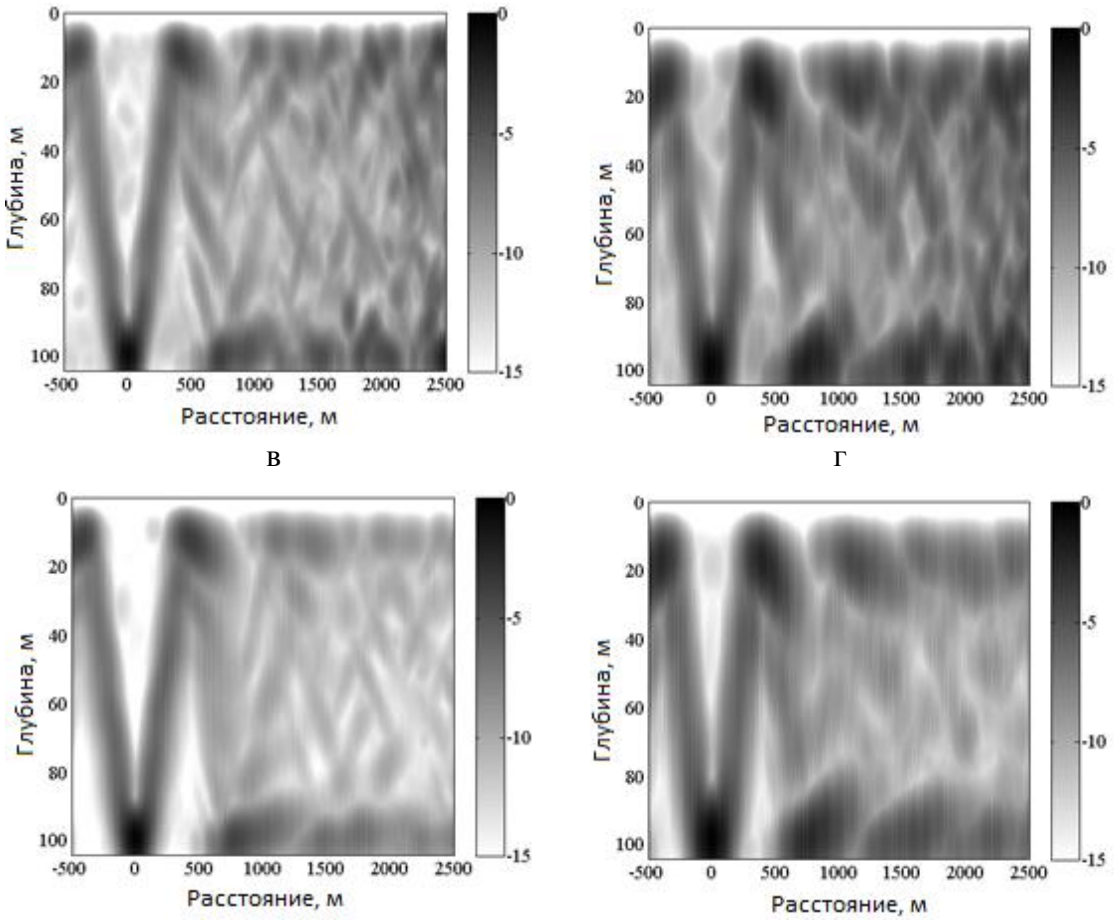


Рис.4. Распределение максимального значения амплитуды обращенного сигнала а) и в) полоса 20-200 Гц, б) и г) полоса 65-155 Гц, а и б соответствуют расстоянию ~ 5 км., в) и г) около 10 км.

Для оценки «качества» обращения рассмотрим распределение максимального значения амплитуды обращенного сигнала $\max|P_1(\mathbf{r},t)|$, где

$$P_1(\mathbf{r},t)=\int_{\omega_1}^{\omega_2} P_1(\mathbf{r},\omega)e^{-i\omega t}d\omega, \qquad (7)$$

величина $P_1(\mathbf{r},\omega)$ определяется из (2), переменная $\mathbf{r}$ меняется в окрестности точки 1 в вертикальной плоскости, а время $0<t<\infty$

На рис.4 показано распределение максимального значения амплитуды «обращенного» поля в вертикальной плоскости в окрестности положения точки 1 для некоторых частотных интервалов Исходя из численных расчетов, можно сделать вывод, что качество фокусировки при обращении волнового фронта в волноводе улучшается с увеличением центральной частоты и ширины частотного окна, а также с увеличением расстояния. Вместе с тем на всех рисунках видны ложные максимумы, обусловленные использованием только одного источника для обращенного сигнала.

Далее для нашей цели необходимо определить чувствительность (характер изменчивости) фокусировки при изменении параметров волновода, главным образом параметров дна.

Рассмотрим следующую задачу. Пусть прямая функция Грина построена при некоторых параметрах дна (рассмотрим несколько упрощенный вариант модели осадков, характеризуемых только плотностью и скоростью звука). Допустим, что при обращении волнового фронта они нам неизвестны и мы будем менять эти параметры, добиваясь совпадения положения основного максимума обращенного волнового поля с положением источника.

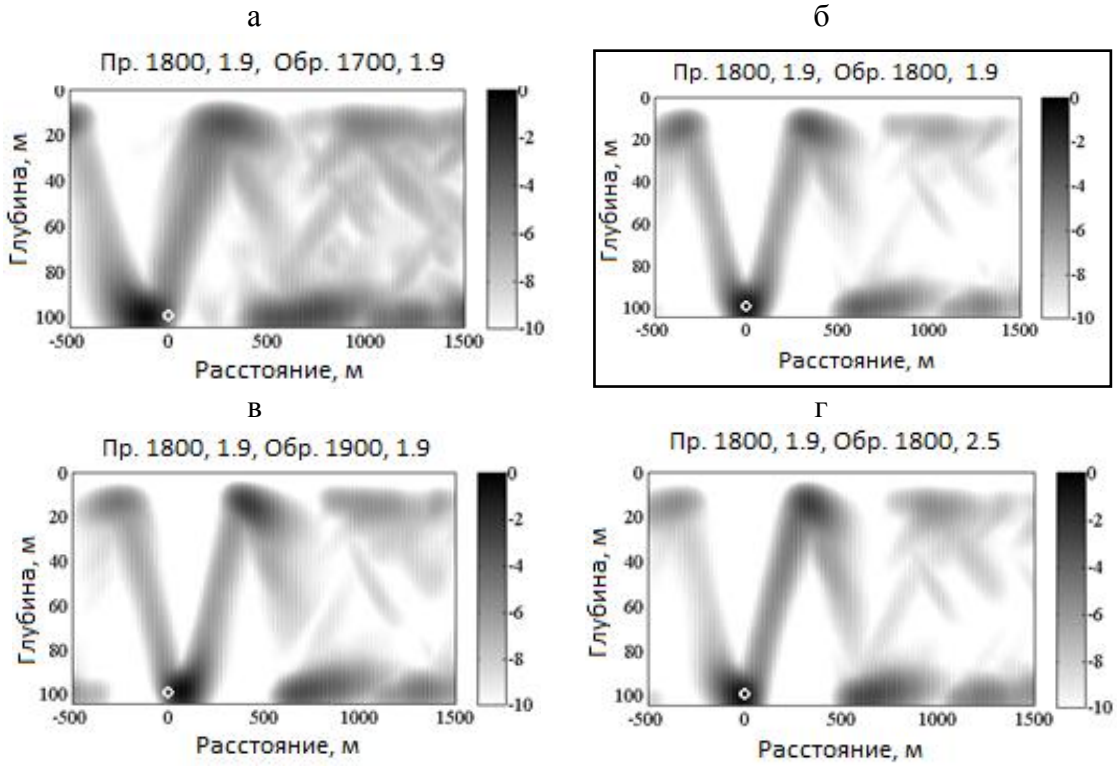


Рис.5. Изменение положения главного фокуса при изменения параметров дна при обращении волнового фронта. Наилучшее согласие на рис.5б, в рамке. Положение источника показано белым кружком.Значение скорости звука в м/с, плотности в Г/см^3

Для расчетов возьмем модель волновода, показанную на рис.3. Будем считать, что для вычисления прямой функции Грина мы возьмем параметры дна: $c_b = 1800$ м/с $\rho_b = 1.9$ г/см^3, а при обращении волнового фронта будем эти параметры варьировать. На рис. 5 показано изменение положения главного фокуса (источника для обратной функции Грина) при изменении параметров дна.Видно, что положение максимума довольно заметно меняется при изменении плотности и скорости звука и может быть использовано для определения параметров дна.

Рассмотрим теперь определение параметров дна на основе экспериментальных данных. В эксперименте, схема которого показана на рис.3, проводилась долговременная запись шумов одиночными гидрофонами, показанными на схеме.

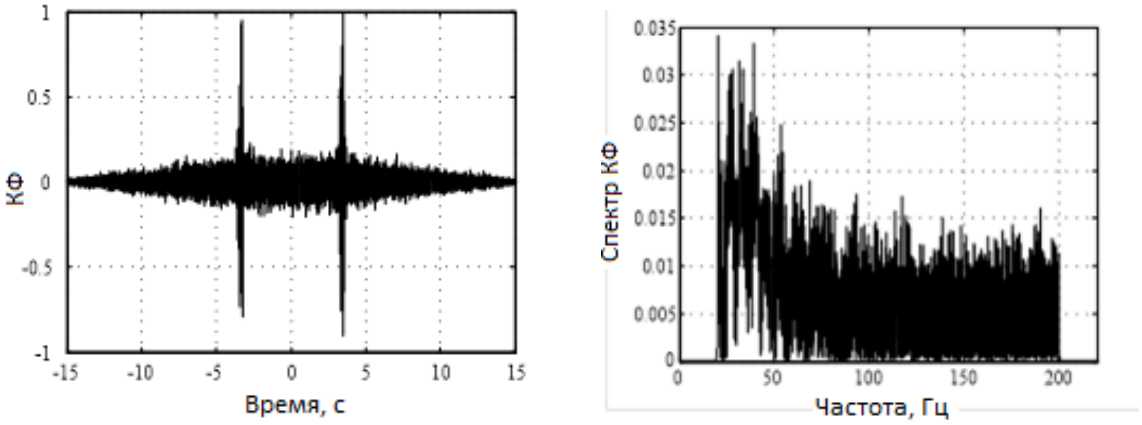
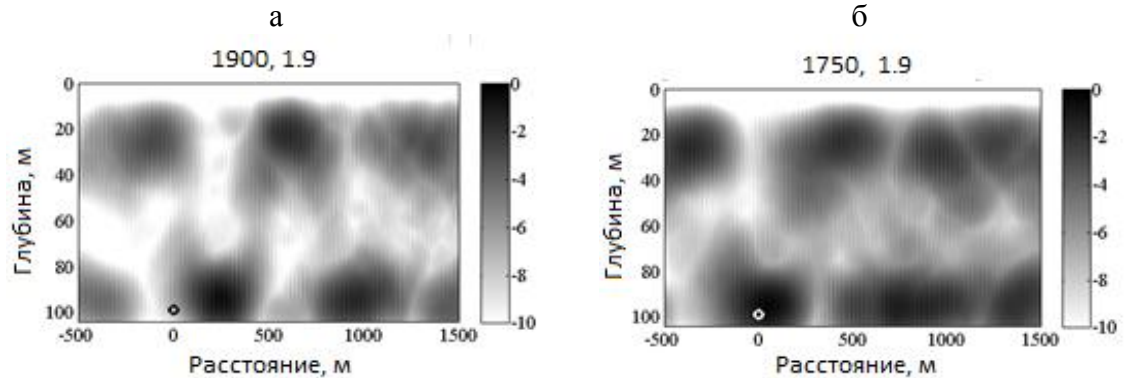


Рис. 6. Двухточечная корреляционная функция (КФ), измеренная с помощью двух гидрофонов на расстоянии 5 км (справа) спектр части корреляционной функции, соответствующей отрицательным значениям времени (спектр для построения обратной функции Грина) в окне 20-200 Гц.

Результаты измерения корреляционной функции шума показаны на рис.6. для гидрофонов 1 и 2, расположенных на расстоянии примерно 5 км друг от друга. На рис. 7 показана изменчивость распределения амплитуды обращенного волнового поля, построенного по экспериментальным данным в зависимости от параметро волновода, взятых для расчета. Видно, что наилучшее совпадение положения максимума с положением второго гидрофона соответствует разумным значениям параметров дна. Параметры дна, полученные такого рода подбором, близки к полученным ~~и~~ другими методами [7].



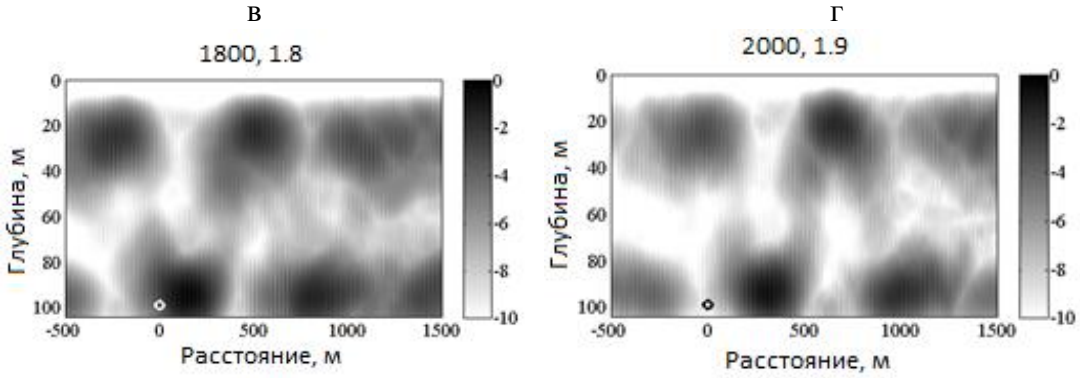


Рис. 7. Распределение амплитуды обращенного волнового поля, построенного по экспериментальным данным для разных значений параметров дна (показаны над рисунками, скорость звука в м/с, плотность в Г/см^3. Наилучшее согласие положения максимума поля отмечено рамкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение заметим, что скорость звука влияет сильнее на положение максимума, чем плотность, кроме того, возможно, более эффективным будет брать в качестве параметров согласования не плотность и скорость звука по отдельности, а, например, импеданс дна (в рамках модели жидкого или даже жидкоупругого дна),

Обращение сигнала и согласование проводится с использованием только одной точки, что приводит к образованию ложных максимумов и, соответственно, имеет смысл при согласовании параметров учитывать их положение также, а не только положение главного максимума.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 14-05-91180, 12-05-00887.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов. Акуст. ж. 2008. Т. 54. № 1. С. 51–61.
2. Brown M. G., Godin O. A., Williams N. J., Zabotin N. A., Zabotina L., and Banker G. Acoustic Green's function extraction from ambient noise in a coastal ocean environment, *Geophys. Res. Lett.*, under review (2014).
3. Godin O. A., (2006) "Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross-correlation in an inhomogeneous moving medium," Phys. Rev. Lett. **97**, 054301
4. Godin O.A. (2010) Cross-correlation function of acoustic fields generated by random high-frequency sources. JASA J. Acoust. Soc. Am. 128 (2), pp.600-610
5. Godin O.A., Zabotin N.A., and Goncharov V.A. (2010) Ocean tomography with acoustic daylight. GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, V.37, L13605, doi:10.1029/2010GL043623,
6. Левин М.Л., *Рытов* С.М. Теория равновесных *тепловых флуктуаций в электродинамике.* М.: Наука, 1967.
7. Jiang Y., Chapman N. R., and DeFerrari, H. A. (2006). Geoacoustic inversion of broadband data by matched beam processing. *J. Acoust. Soc. Am.*, **119** (6), 3707-3716.
8. Lobkis O. I. and Weaver R. L., (2001) "On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field," J. Acoust. Soc. Am. **110**, 3011–3017
9. Roux P., Sabra K. G., Kuperman W. A., and Roux A., (2005) "Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach," J. Acoust. Soc. Am. **117**, 79–84.

10. *Рытов* С.М. *О тепловых флуктуациях* в распределенных системах. ДАН СССР. 1956. Т. 110. № 3. С. 371-374.
11. Snieder R., (2007) “Extracting the Green’s function of attenuating heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves,” J. Acoust. Soc. Am. **121**, 2637– 2643.
12. Wapenaar K,, (2004) “Retrieving the elastodynamic Green’s function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation,” Phys. Rev. Lett. **93**, 254301.
13. Weaver R. L. and Lobkis O. I., (2004) “Diffuse fields in open systems and the emergence of the Green’s function,” J. Acoust. Soc. Am. **116**, 2731–2734.

.

КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК И СЕЛЕКТИВНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПРИХОДОВ ДЛЯ ПОТОКОВЫХ ДАННЫХ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ВОДНОЙ СРЕДЫ

Половинка Ю.А.

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева, Владивосток

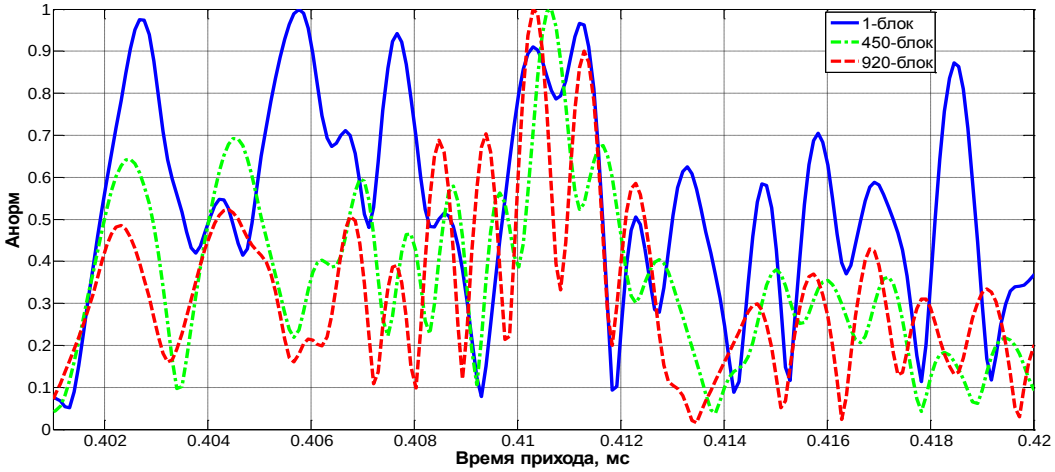
E-mail: yrivlad@poi.dvo.ru

Рассмотрена методика коррекции ошибок сигналов импульсного гидроакустического зондирования с последующим селективным выделением и сопровождением во времени отдельных приходов. Реализуемая стратегия обнаружения и исправления ошибок (forward error correction) применяется к первичным данным, поступающим с гидрофонов. Единичный блок информации представляет собой оцифрованные значения функции отклика акустического канала. С целью обеспечения непрерывности потока данных во времени, выполняется контроль правильности и восстановление ошибочных блоков путем их замены на ближайшие, не содержащие ошибки блоки данных, по критерию заданного уровня статистической корреляции. Селективное выделение и измерение параметров импульсных акустических сигналов основано на алгоритме множественного поиска максимумов в текущем блоке сигнальной информации. Используется метод расчета локальных максимумов с возможностью задания уровней амплитуд и количества локальных максимумов. Определение траекторий положения максимумов в осях время прихода - текущее время измерений, осуществляется путем расчета двумерного евклидового расстояния между всеми максимумами в следующих друг за другом блоках сигнальной информации и выбору траекторий по критерию минимальных дистанций между максимумами в соседних блоках.

При использовании методик импульсного акустического зондирования в системах подводной навигации, для томографии водной среды и мониторинга динамических процессов в мелководных акваториях в качестве первого шага, требуется выделить, идентифицировать, измерить и отследить во времени параметры импульсных акустических сигналов, которые распространяются в водной среде и регистрируются гидрофонами. Корректные первичные данные позволяют, в дальнейшем, проводить расчеты, получая значения требуемых в конкретных задачах физических величин, с заданной точностью.

Особенностью распространения импульсных сигналов в мелководных акваториях является большое число отражений акустических волн от межфазовых границ и наличие гидродинамических возмущений водной среды как природного, так и техногенного происхождения, На (Рис.1а,б), приведены результаты измерений

(а)



(б)

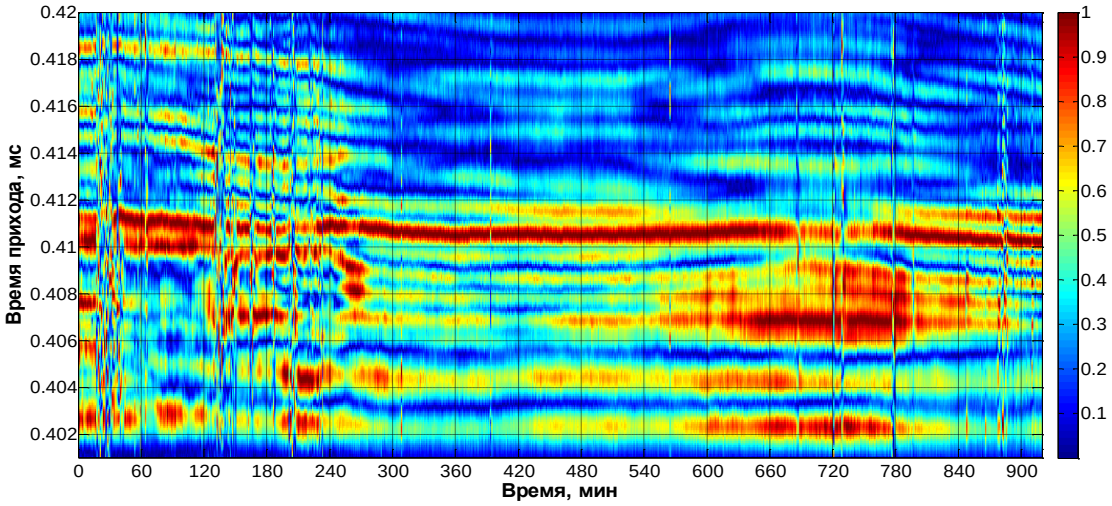


Рис.1. Функции отклика акустического канала, измеренные в Корейском проливе: (а) - для одиночных импульсов зондирования в начале, середине и в конце эксперимента; (б) – изменчивость ФОК в течение времени эксперимента.

амплитудно-временных характеристик принимаемых импульсных акустических сигналов, полученные при проведении комплексного эксперимента по тестированию методик томографии и навигации в Корейском проливе [1,2]. Графики на (Рис.1а) соответствуют одиночным функциям отклика акустического канала (ФОК) и, на (Рис.1б), отражают изменчивость ФОК во времени.

Функции отклика акустического канала, h(k), в эксперименте определялись по схеме зондирования среды вдоль стационарной трассы, импульсными сигналами с фазовой манипуляцией на основе м-кодов. Блок-схема расчета h(k) приведена на (Рис.2).

Рис.2. Блок-схема расчета функции отклика акустического канала.

Фазоманипулированный на основании м-кода акустический импульс x(k) с центральной частотой 2500Гц излучался в среду. Функция отклика канала - h(k), определялась путем расчета функции корреляции между излученным сигналом x(k) и принятым гидрофоном сигналом $y(k)$:

$$h(k) \equiv \phi_{xy}(k) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} x(j-k) \bullet y(j) \qquad (1)$$

Измерения ФОК, в эксперименте, выполнялись с периодичностью один раз в минуту. Каждая ФОК представляла собой блок цифровой информации, а последовательность блоков - формировала поток акустических данных во времени. На рис.1а представлены в графическом виде 1-й, 450-й и 920 цифровые блоки акустических данных, полученные, соответственно, в 1-ю 450-ю и 920-ю минуты эксперимента. На (Рис.1б), также в графическом виде, представлен цифровой поток данных с 1-й по 920-ю минуты

эксперимента. Из вида представленных на (Рис.1) графиков следует, что имеет место, как изменчивость амплитуд регистрируемых импульсов, так и вариации времен приходов различных импульсов в течение времени эксперимента. Наряду с плавными изменениями функции отклика акустического канала во времени, наблюдаются временные интервалы, на которых происходят значительные искажения ФОК.

Для оценки степени искажения информации между соседними блоками данных рассчитывались коэффициенты корреляции между ними и определялись временные интервалы проведения коррекции, в соответствии с условием Kcorr<0.95, (Рис.3).

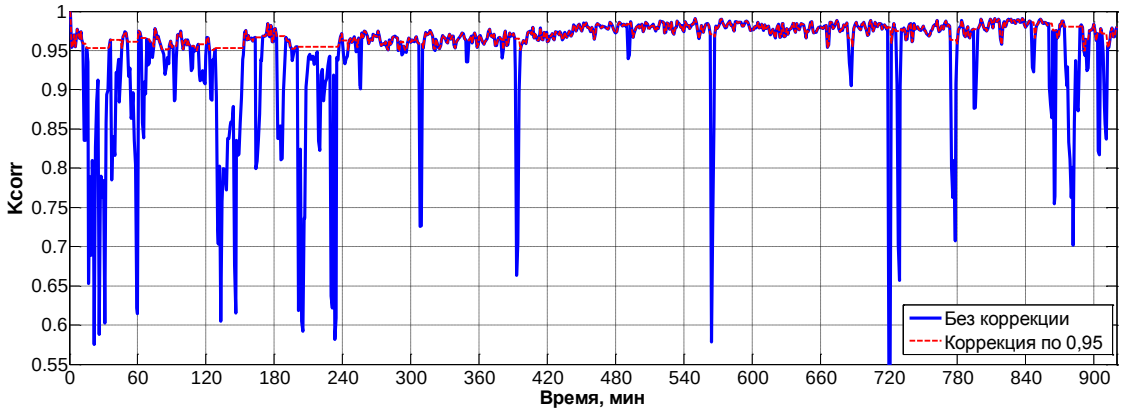


Рис.3. Зависимость коэффициентов корреляции между соседними блоками данных (функциями отклика акустического канала) в течение времени эксперимента.

Из вида зависимости коэффициентов корреляции, приведенных на (Рис.3), следует наличие как кратковременных, так и более продолжительных периодов уменьшения коэффициента корреляции ниже уровня 95%. Причиной кратковременных периодов уменьшения корреляции между соседними блоками являлось снижение соотношения сигнал-шум, в принимаемых гидрофоном сигналах, при проходе скоростных катеров. Более длительные периоды уменьшения корреляции между соседними блоками акустических данных в первые четыре часа и заключительные два часа эксперимента, связаны с увеличением уровня окружающих шумов под влиянием приливно-отливных течений. Это подтверждается, измеренными синхронно, вариациями уровня моря в районе эксперимента.

Численное значение Kcorr, в соответствии с которым выполняется коррекция блоков акустической информации, зависит от характеристик ПЗК, гидрофизических условий окружающей среды, параметров зондирующих сигналов и специфики решаемых технических задач. Прогнозы корреляционных свойств ФОК для конкретных условий мелководных акваторий могут быть сделаны на основе исследований пространственно-временной изменчивости статистических характеристик звукового поля [3].

На (Рис.4) представлены результаты обработки и коррекции первичных данных, приведенных на (Рис.1), по критерию 95%-й корреляции ФОК [4]. В варианте обработки, (Рис.4а), замена не соответствующих критерию, блоков проводилась на предыдущий, соответствующий критерию, блок данных. Эта методика может использоваться при коррекции потоковых данных акустического зондирования в системах реального времени. В варианте обработки, результаты которой изображены на (Рис.4б), замена, не соответствующих критерию, блоков проводилась интерполяцией «правильных» блоков в начале и конце интервала коррекции. Данная методика может применяться для обработки архивных данных или обработки сигналов в системах реального времени, с небольшой задержкой, для улучшения качества полученных результатов. Контроль наличия ошибочных информационных блоков и их восстановление в потоке первичных данных акустического зондирования унифицирует

структуру и обеспечивает непрерывность процесса получения информации о временах приходов и амплитудах импульсных сигналов в функциях отклика акустического канала.

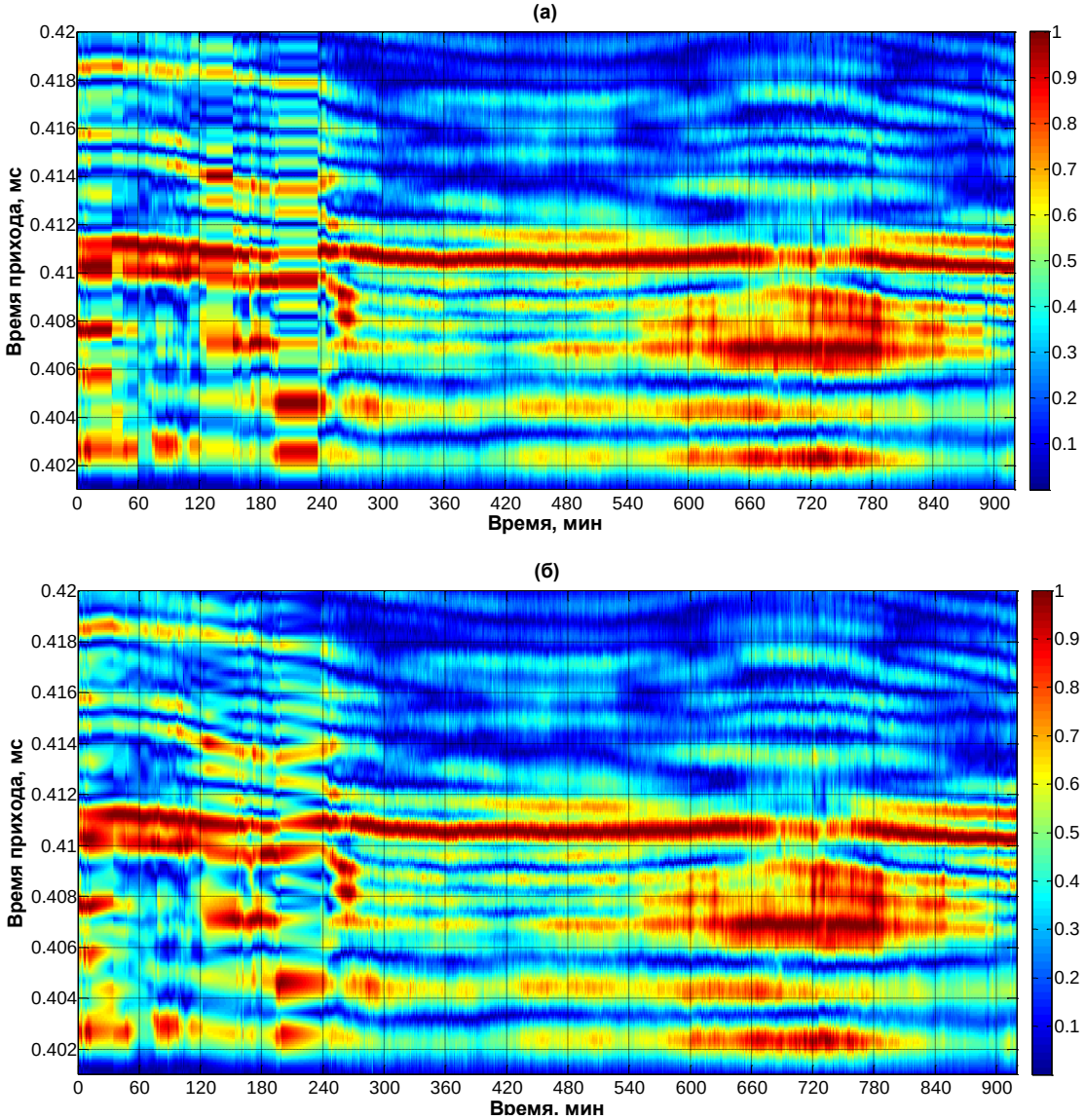


Рис.4. Функции отклика акустического канала, измеренные в Корейском проливе: (а) – вид коррекции «замена блоков»; (б) – вид коррекции «линейная интерполяция блоков».

На следующем этапе обработки, проводится сжатие информации, путем замены заданной дискретной функции отклика канала $h_i(k)$ ограниченным набором параметров для ее максимальных значений $M_i(no,del)=max[h_i(k)]$, где i – номер блока, no – номер максимума в блоке, del – положение максимума в блоке (время прихода импульса). Для функций отклика акустических каналов в мелководных акваториях, как правило, характерно наличие большого числа (десять и более) импульсных приходов (максимумов ФОК), (Рис.1). Поиск максимумов, определение их амплитуд и положения (времени прихода) является стандартной задачей поиска локальных максимумов функции одной переменной, которая в нашем случае дополняется ограничением на минимальные значения амплитуд. Указанное ограничение имеем физический смысл задания уровня шума в системе. Сигналы с амплитудами ниже этого уровня не рассматриваются, (Рис.5).

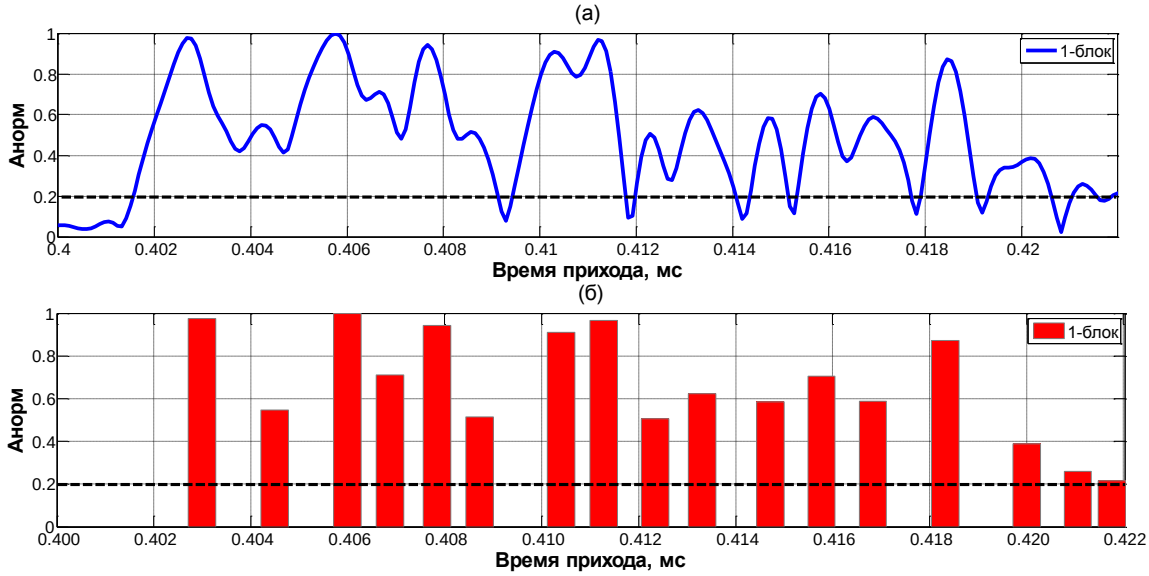


Рис.5. Измеренная, в Корейском проливе, ФОК (1-й блок цифровой информации) – (а), и результат определения параметров ее локальных максимумов - (б).

После применения рассмотренной выше процедуры к прошедшим коррекцию, (Рис.4), блокам данных, получаем картину распределения времен приходов для амплитуд {M} и номеров максимумов в блоках {no} в течение времени эксперимента, (Рис.6).

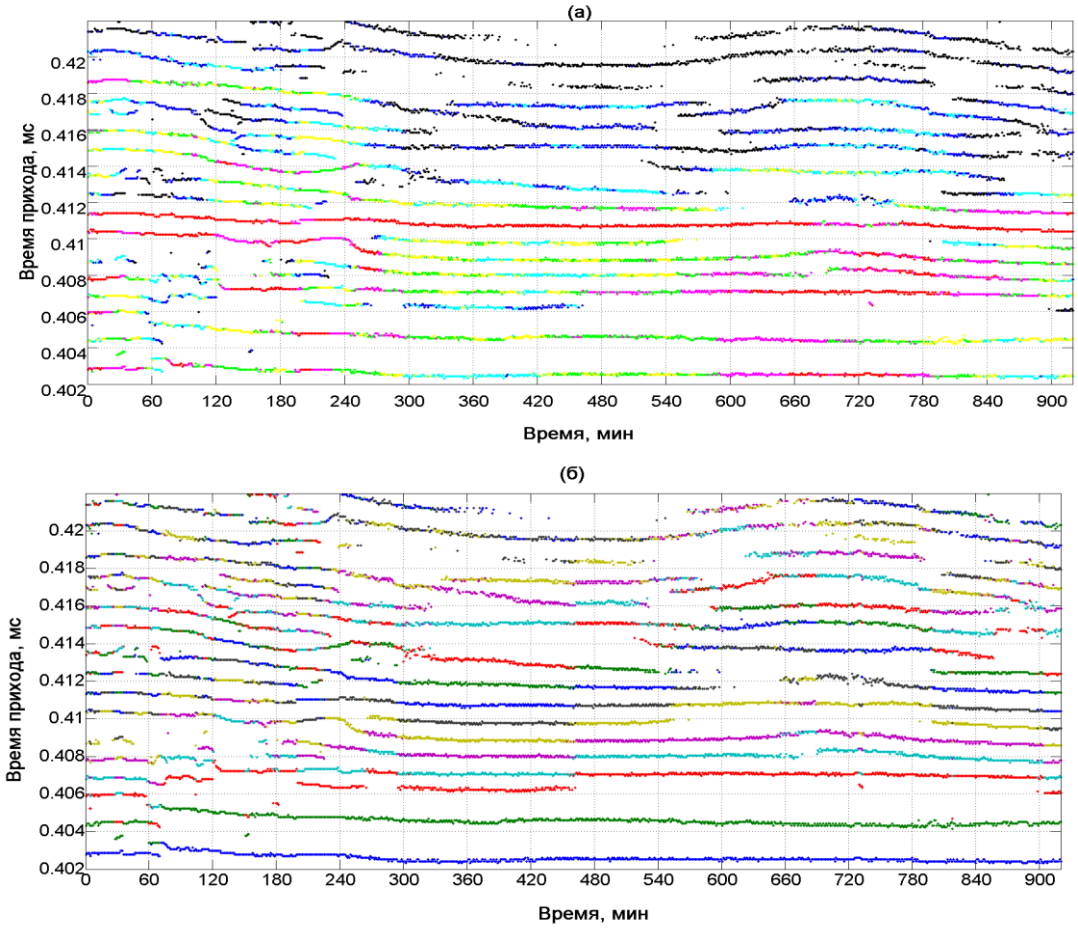


Рис.6. Времена прихода для (а) - максимумов амплитуд {M} и номеров максимумов амплитуд в блоках {no} – (б) в течение времени эксперимента.

Цвета точек на (Рис.6а) соответствуют значениям максимумов амплитуд приходов в диапазонах: красный от 1 до 0.85, фиолетовый от 0.85 до 0.7, зеленый от 0.7 до 0.6, желтый от 0.6 до 0.5, голубой от 0.5 до 0.4, синий от 0.4 до 0.3, черный от 0.3 до 0.2. Номера максимумов приходов в блоках на (Рис.6б) соответствуют цвету точек: 1-й приход - синий, 2 – зеленый, 3 – красный, 4 – голубой, 5 – фиолетовый, 6 – салатный, 7 – синий и т.д. Представленные в графическом виде на (Рис.6) результаты обработки, не позволяют отследить изменчивость всей структуры распределения максимумов в виде плавных, без скачкообразных изменений по временам приходов, кривых, как с помощью их амплитудной дискриминации, так и при использовании методики «привязки» следящих фильтров к номерам максимумов в блоках. Амплитудная дискриминация показывает относительно стабильную и плавную структуру изменчивости во времени только одного прихода (в диапазоне 0.41-0.412мс) и еще пяти приходов, (Рис.6а), с такой же амплитудой на различных периодах времени измерений. При выделении и сопровождении во времени максимумов по их номерам, (Рис.6б), структура приходов сохраняется на всем периоде времени измерений (за исключением одного скачка в середине второго часа измерений), для первого и второго приходов. Применение методики идентификации и сопровождения локальных максимумов амплитуд ФОК во времени по их номерам может быть оправданным только для группы первых 2-3 максимумов, из-за того, что общее количество регистрируемых локальных максимумов в ФОК, значительно варьируется за время наблюдений, (Рис.7).

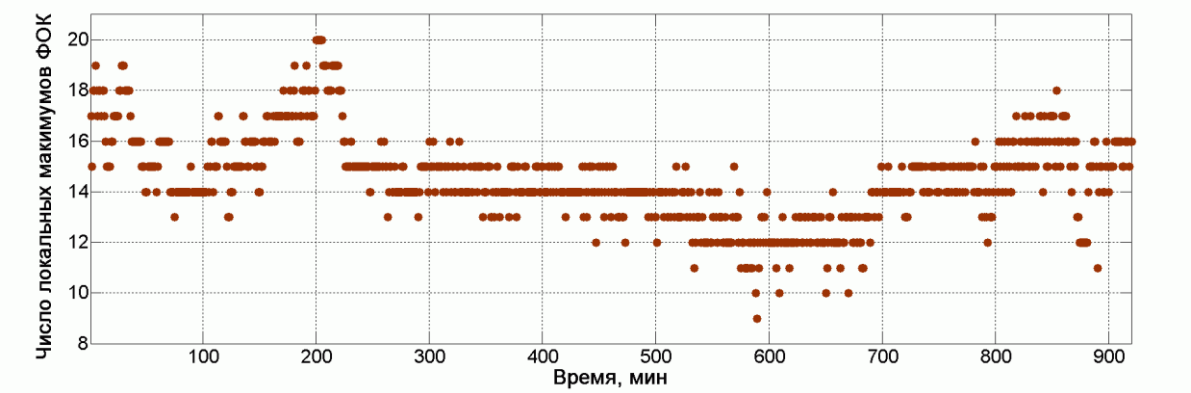


Рис.7. Зависимость общего числа локальных максимумов амплитуд ФОК от времени эксперимента.

В рассматриваемом случае, количество локальных максимумов варьируется в пределах от 9 до 20 в течение времени эксперимента.

Представленная выше, методика цифровой обработки акустических сигналов позволяет, выполнять коррекцию ошибок, унифицировать данные, а также производить сжатие объема получаемых данных, за счет сохранения только полезной информации о регистрируемых импульсных сигналах - времени измерений, амплитудах, временах приходов и номерах локальных максимумов.

В ряде задач акустики мелкого моря, полученные результаты используются в виде, приведенном на (Рис.6). По методикам выделения и сопровождения сигналов с максимальной амплитудой или заданному (как правило, первому) номеру приходящего импульса, работают системы подводной навигации и дальнометрии. Однако, для задач акустической томографии среды и мониторинга во времени гидрофизических процессов, требуется идентификация и сопровождение во времени как можно большего числа импульсов, с возможностью отслеживать структурные процессы появления, объединения и исчезновения импульсов в ФОК в течение времени наблюдений. С целью решения данной задачи предлагается использовать алгоритм поиска траекторий, соединяющих положения локальных максимумов, по критерию минимума евклидового

расстояния между соседними по времени ФОК (или соседними блоками информации), (Рис8).

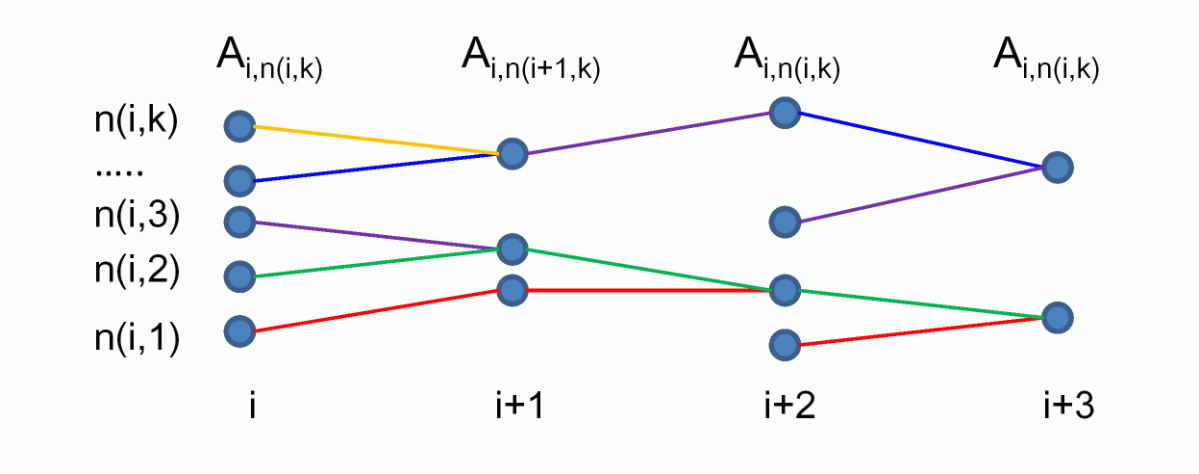


Рис.8. Схема представления структуры приходов ФОК во времени, путем построения траекторий, соединяющих локальные максимумы амплитуд по критерию минимума евклидового расстояния.

Для каждого следующего друг за другом блоков информации, производится поиск точек максимумов, по которым строится соединяющий их отрезок прямой линии в соответствии с критерием:

$$L_{n,k}=\min\{ |A_{i,n(i,k)} - A_{i,n(i+1,k)}| \} \qquad (2)$$

Результаты структурного представления акустических данных, изображенных в точечном виде на рис.6, в соответствии с критерием (2) и схемой (Рис.8), приведены на (Рис.9). Цвета линий на (Рис.9) соответствуют: синий – максимумам 1-го прихода, зеленый – 2-го, красный – 3-го, фиолетовый – 4-го, желтый – 5-го, голубой – 6-го, черный – 7-го и т.д.

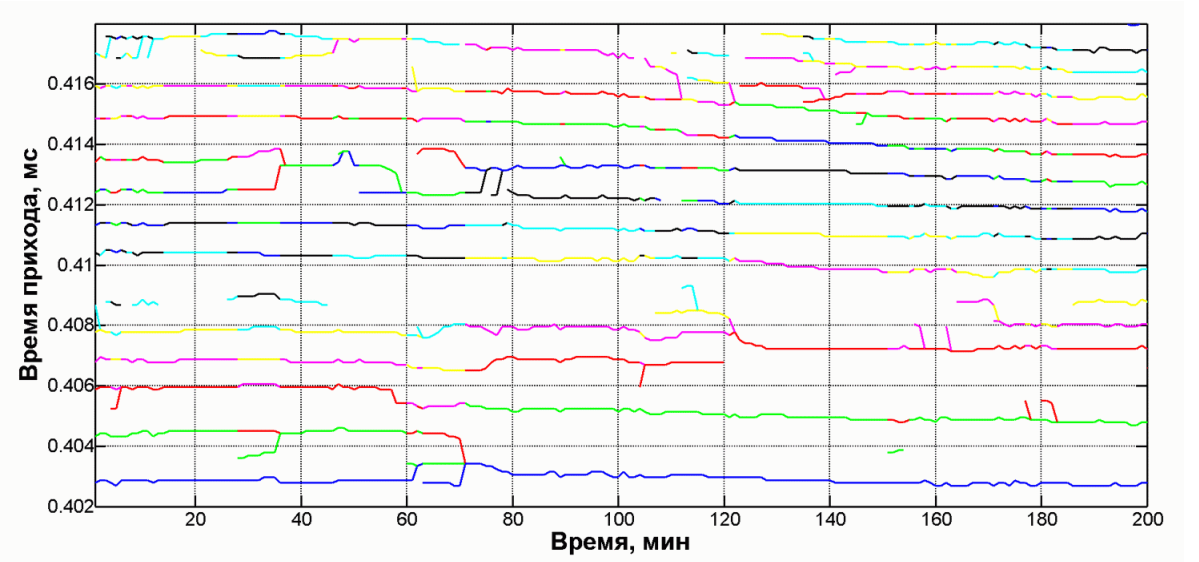


Рис.9. Представление структуры импульсных приходов во времени в виде траекторий, соединяющих локальные максимумы амплитуд ФОК по критерию минимума евклидового расстояния [5].

Используемый, для построения траекторий положений локальных максимумов, критерий (2) основан на предположении о более слабой изменчивости во времени структуры приходов акустических импульсов, по сравнению с более высокой изменчивостью во времени амплитуд, (Рис.6а), или порядковых номеров, (Рис.6б), приходящих импульсов.

Представленная в работе методика цифровой обработки сигналов акустического зондирования в мелководных акваториях позволяет отслеживать структурные процессы появления, объединения и исчезновения импульсных приходов в ФОК во времени и, ввиду более высокой стабильности, непрерывности и отсутствию скачкообразных изменений, может применяться качестве предварительной цифровой обработки сигналов в акустических системах навигации, томографии, и мониторинга динамических процессов в мелководных акваториях.

Автор выражает благодарность сотрудникам лаборатории акустической томографии ТОИ ДВО РАН за предоставленные данные экспериментальных измерений.

Работа выполнена с частичной поддержкой грантов НШ 6084.2014.5, РФФИ 14-05-00344-а и ДВО РАН 12-III-А-07-124.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стробыкин Д.С., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А., Войтенко Е.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Кушнир П.Г. Акустическая томография прибрежной зоны в Корейском проливе // Акустика океана. Доклады XIII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских 2-5 июня 2011г. М., ГЕОС 2011г., с.285-288.
2. Половинка Ю.А., Моргунов Ю.Н., Буренин А.В., Стробыкин Д.С., Азаров А.А., Лебедев М.С. Использование статистических методов обработки при измерении времен приходов импульсных сигналов в условиях многолучевого распространения // В сб.: Четвертая Всероссийская Научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения мирового океана». Материалы конференции. Владивосток: Дальнаука, 2011. с.257-261.
3. Yang T.C. Measurements of temporal coherence of sound transmission through shallow water // J.Acoust.Soc.Am. 120(5), November 2006, p.2595-2614.
4. Половинка Ю.А. Программа для ЭВМ. Коррекция ошибок в потоковых данных импульсного акустического зондирования водной среды // Свидетельство о гос. регистрации № 2014611493, ОБПБД, №2(88) 2014, 20.02.2014.
5. Половинка Ю.А. Программа для ЭВМ. Селективное выделение и сопровождение во времени импульсных сигналов в подводных акустических волноводах // Свидетельство о гос. регистрации № 2014611494, ОБПБД, №2(88) 2014, 20.02.2014.

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Бабий В.И.

Морской гидрофизический институт, г. Севастополь

E-mail: marbab@yandex.ru

В Мировом океане ***одновременно*** существуют взаимосвязанные поля самой различной природы: гидротермодинамические, акустические, электромагнитные (включая оптические), гидрохимические, биологические, гравитационные, радиоактивности и т.д. Хотя, по сути, большинство этих полей относятся к гидрофизическим, выделим из них два вида гидромеханических полей, которые, согласно принятой терминологии, условно назовем гидрофизическими и гидроакустическими [1 – 3]. В совокупности они характеризуют термодинамическое состояние морской среды. Принципиальное различие между этими полями состоит в том, что в гидроакустических полях информация и механическая энергия передаются в среде со скоростью звука без существенного переноса массы. Звуковые волны при распространении в морской среде взаимодействуют не только между собой (это область нелинейной акустики), но они взаимодействуют и со всеми другими полями, существующими в океане. Проблема взаимодействия различного рода излучений с веществом чрезвычайно многогранна. Одной из сторон этой проблемы является исследование влияния звукового поля на параметры термодинамического состояния морской воды при взаимодействии акустического излучения с морской средой, в которой это излучение распространяется. Она находится на стыке гидрофизики и гидроакустики и относится к фундаментальным проблемам океанологии[3]. При этом возникает двоякий эффект (дуализм). С одной стороны звук воздействует на среду, изменяя ее состояние, а с другой стороны флуктуации параметров состояния морской среды модулируют параметры распространяющихся в ней звуковых волн так, что они сами становятся источником информации о состоянии среды. Это принципиальная физическая основа акустических методов исследования океана посредством решения обратных задач гидроакустики. Флуктуации гидрофизических (не акустических) полей «безмолвного» океана обусловлены гидротермодинамическими процессами, описываемыми, как правило, моделями несжимаемой жидкости. Дополнительные флуктуации гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая) обусловлены акустическими полями океана естественного и искусственного происхождения, которые описываются волновыми уравнениями сжимаемой жидкости. В морской среде частотные спектры флуктуаций этих полей перекрываются, а оба процесса протекают одновременно. Предположим, что выполняется принцип суперпозиции и гидродинамические флуктуации носят локальный характер, а гидроакустическая составляющая флуктуаций на низких частотах – нелокальный (дальнодействующий) характер, особенно на больших глубинах океана. Полагаем также акустическое излучение исходным. В этих предположениях все гидротермодинамические, гидрохимические, биологические и другие процессы в океане протекают на фоне акустических процессов и полей – своего рода пьедестале.

В рамках бинарной модели морской воды как двухкомпонентного раствора (чистая дистиллированная вода + квазиоднородная соль), любой скалярный параметр X ее термодинамического состояния является функцией трех независимых ***первичных*** гидрологических параметров: температуры T, солености S и давления P:

$$X = X\,(T, S, P). \qquad (1)$$

Поскольку теоретический вывод уравнения состояния морской воды отсутствует, эти функциональные зависимости получают эмпирически и постоянно уточняют. Примером является новое международное термодинамическое уравнение состояния морской воды TEOS – 10 (UNESCO).

В натурных условиях параметры T, S, P в уравнении (1) являются случайными функциями координат и времени. При исследовании флуктуаций dX гидрофизических полей используют линеаризованные уравнения состояния (1), полагая $dX << X$. Поэтому для оценок флуктуаций параметра X в первом приближении ограничиваются первыми производными соответствующих уравнений:

$$dX = (\partial X/\partial T)\, dT + (\partial X/\partial S)\, dS + (\partial X/\partial P)\, dP\,, \qquad (2)$$

где частные производные являются функциями средних значений параметров T, S, P.

Традиционные уравнения (1) описывают **изотермическое** состояние морской воды в статическом (стационарном) режиме, т.к. они получены in vitro при измерении параметров X по изотермам и изобарам при фиксированном (заданном) параметре S, преимущественно в лабораторных условиях локального термодинамического равновесия. Тогда как при динамических измерениях in situ, для расчета флуктуаций параметров состояния X и их статистических характеристик в звуковом поле, необходимо знание барических градиентов соответствующих **адиабатических** уравнений термодинамического состояния морской воды.

В гидроакустике звуковые поля в океане принято описывать полями звукового давления. Для исследования влияния поля звукового давления $P_a(t)$ на параметры термодинамического состояния морской воды рассмотрим адиабатические уравнения состояния для параметров X, которые на основе выражения (1) запишем в виде:

$$X_{ад}(t) = X\,(\,[T + (\partial T/\partial P)_{s,\eta}\, P_a(t)],\ S,\ [P_г + P_a(t)]\,), \qquad (3)$$

где $(\partial T/\partial P)_{s,\eta}$ – адиабатический барический градиент температуры; η – энтропия; $P_г$ – гидростатическое давление; t – время. В частном случае модели «безмолвного» (не шумящего) океана, т.е. при $P_a(t) \equiv 0$, адиабатическое уравнение (3) переходит в изотермическое уравнение (1).

В системе переменных T, S, P адиабатический барический градиент температуры в (3) определяется известной термодинамической формулой:

$$(\partial T/\partial P)_{s,\eta} = (T_a/C_p)\cdot(\partial\alpha/\partial T), \qquad (4)$$

где C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; α – удельный объем морской воды, T_a – абсолютная термодинамическая температура [1, 4].

Как видно, адиабатическая производная $(\partial T/\partial P)_{s,\eta}$ согласно (3) входит во все выражения для вычисления флуктуаций любого параметра X термодинамического состояния в зависимости от звукового давления $P_a(t)$.

Отклонение параметров адиабатического состояния воды от изотермического состояния равно разности выражений (3) и (1):

$$\delta X_{ад}(t) = X([T + (\partial T/\partial P)_{s,\eta}\, P_a(t)], S, [P_г + P_a(t)]) - X(T, S, P_г) \approx (\partial X/\partial T)_{s,p}\,(\partial T/\partial P)_{s,\eta}\, P_a(t).$$

Выражение $\delta X_{ад}(t)$ на практике есть разность двух степенных рядов, аппроксимирующих эмпирические зависимости (1) и (3). Аналитические аппроксимации выражений (1), (3) степенными рядами могут содержать до пятидесяти членов разложения каждый [4]. Заметим, что в выражении (4) производная $(\partial T/\partial P)_{s,\eta}$, которая также является функцией независимых параметров T, S, P, равна нулю при

максимальной плотности воды, где коэффициент температурного расширения равен нулю и адиабатическая сжимаемость равна изотермической [1, 4]. Так, при $(\partial\alpha/\partial T) = 0$, имеем $(\partial X/\partial P)_{s,\eta} = (\partial X/\partial P)_{т,s}$ и $\delta X_{ад}(t) = 0$.

Для расчета изменений параметров термодинамического состояния $\Delta X_a(t)$, обусловленных только звуковым полем, воспользуемся разложением адиабатического уравнения состояния (3) в степенной ряд по звуковому давлению $P_a(t)$. При низкочастотной фильтрации реализаций приращений $\Delta X_a(t)$ как функций звукового давления $P_a(t)$, усредненные члены разложения нечетных степеней ряда (3) равны нулю при $< P_a(t) > = 0$. Тогда как все усредненные члены разложения четных степеней ряда (3), даже при $< P_a(t) > = 0$, не равны нулю, т.е. в фильтрованных рядах $< \Delta X_a(t) >$ появляется постоянная составляющая (среднее значение). Здесь символ $< >$ означает операцию временного усреднения.

В звуковых полях волн малой амплитуды, например собственных акустических шумах океана [1,3], можно в выражении (3) пренебречь членами разложения выше первого порядка. Поэтому для таких звуковых волн запишем в первом (линейном) приближении выражение для временных флуктуаций $\Delta X_{a1}(t)$ параметра X в зависимости от $P_a(t)$ в виде:

$$\Delta X_{a1}(t) \approx [(\partial X/\partial P)_{т,s} + (\partial X/\partial T)_{s,p}\,(\partial T/\partial P)_{s,\eta}]\,P_a(t) = (\partial X/\partial P)_{s,\eta}\,P_a(t), \qquad (5)$$

где $P_a(t)$ – мгновенные значения звукового давления. Здесь среднее значение флуктуаций в первом приближении (см. индекс 1) будет $< \Delta X_{a1}(t) > = 0$, поскольку для собственных акустических шумов океана $< P_a(t) > = 0$.

Выражение в квадратных скобках в (5) есть адиабатическая производная $(\partial X/\partial P)_{s,\eta}$, необходимая для расчета флуктуаций параметров $\Delta X_{a1}(t)$ по звуковому давлению $P_a(t)$ акустических волн малой амплитуды.

В табл.1 приведены оценки абсолютных и относительных значений адиабатических барических градиентов параметров состояния: температуры **T**, скорости звука **C**, удельной электрической проводимости χ , показателя преломления света **n** , плотности ρ морской воды при S = 35 епс, рассчитанные согласно (5) по данным работ [1, 3, 4].

Таблица 1. Адиабатические барические градиенты параметров состояния морской воды

Параметры	Абсолютные значения	Относительн. 10^{-10} $(Па)^{-1}$
Температура ***T***, К	$(\partial T/\partial P) = (0.3 \div 1.8)10^{-8}$ К/Па	$T^{-1}\,(\partial T/\partial P) = 0.1 \div 0.6$
Скорость звука ***C***, м/с	$(\partial C/\partial P) = 1.7 \cdot 10^{-6}$ м/(с · Па)	$C^{-1}\,(\partial C/\partial P) = 10 \div 11$
Электропров. χ, См/м	$(\partial \chi/\partial P) = 1 \cdot 10^{-7}$ См/(м · Па)	$\chi^{-1}\,(\partial \chi/\partial P) = 8 \div 13$
Показатель преломл. ***n***	$(\partial n/\partial P) = 1.3 \cdot 10^{-10}$ $(Па)^{-1}$	$n^{-1}\,(\partial n/\partial P) \approx 1$
Плотность ρ, кг/м^3	$(\partial \rho/\partial P) = 4.4 \cdot 10^{-7}$ кг/(м^3·Па)	$\rho^{-1}\,(\partial \rho/\partial P) \approx 4.3$

Эти оценки барических градиентов нужны для вычисления эквивалентных флуктуаций параметров состояния, расчета спектров и дисперсий этих флуктуаций согласно выражениям (3), (5), а также для ранжирования влияния акустических шумов на гидрофизические поля, расчета чувствительности параметрических приемников звука и отношения *(сигнал/шум)* при измерениях [3, 5 – 7]. Адиабатические барические градиенты термодинамических параметров состояния морской среды, наряду со скоростью звука, – это «звенья цепи», связывающей гидроакустику и гидрофизику [2].

Так, полагая, что элемент объема морской среды озвучивается суперпозицией звуковых волн, приходящих с различных направлений, легко выразить спектр

временных флуктуаций параметра $\Delta X_{a1}(t)$ в морской среде посредством адиабатических барических градиентов через спектр звукового давления $S_p(f)$ собственных подводных акустических шумов океана [1, 3]:

$$S_{xa}(f) = (\partial X/\partial P)^2_{s,\eta} \cdot S_p(f) .$$

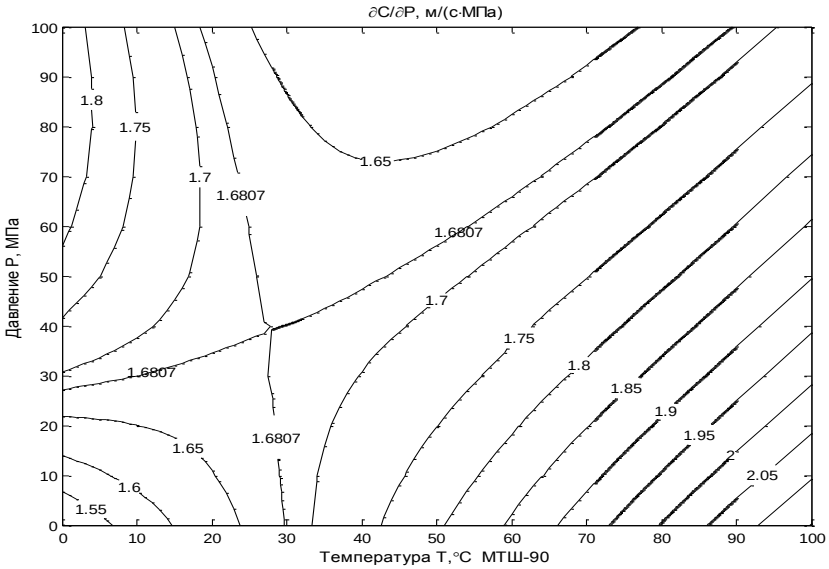


Рис. 1. Изолинии барического градиента ($\partial C/\partial P$) на T, P – диаграмме

На рис.1 на T, P – диаграмме показана зависимость барического градиента скорости звука ($\partial C/\partial P$) от температуры и гидростатического давления при $S = 0$ [6]. Эта зависимость имеет седловидный характер. В рабочей области параметров состояния изменчивость производной ($\partial C/\partial P$) относительно мала и барический градиент скорости звука соответствует табличному значению. Построение аналогичных рис.1 зависимостей выполняется и для барических градиентов других параметров термодинамического состояния морской среды путем дифференцирования соответствующих уравнений (3).

Полагая ($\partial C/\partial P$) = const, обычное волновое уравнение для звукового давления P_a запишем и для акустического возмущения $\Delta C = (\partial C/\partial P)\, P_a$ поля скорости звука C в виде:

$$\partial^2 \Delta C / \partial t^2 = C^2 [(\partial^2 \Delta C / \partial x^2) + (\partial^2 \Delta C / \partial y^2) + (\partial^2 \Delta C / \partial z^2)]. \qquad (6)$$

Таким образом, звуковое поле в морской среде можно толковать как акустическое возмущение равновесного поля скорости звука и регистрировать его, например прецизионными измерителями скорости звука [1]. Здесь значения параметра C^2, а также ΔC определяют непосредственно и одновременно, например корреляционным методом или гидроакустическими нелинейными параметрическими приемниками звука [1, 7, 9].

Наряду с адиабатическими изменениями температуры и скорости звука в акустической волне изменяются и другие параметры термодинамического состояния морской среды. Поэтому аналогично (6) записываются эквивалентные волновые уравнения для полей плотности, электропроводности, показателя преломления света и др. Регистрация адиабатических возмущений этих параметров состояния позволяет измерять звуковые поля в морской среде неакустическими методами, которые можно рассматривать как решение обратной задачи взаимосвязи (взаимодействия) звукового

поля и среды. Чувствительность таких измерителей определяется соответствующими адиабатическими барическими градиентами, в частности, указанными в табл.1. Эти измерения могут быть полезны как при натурных исследованиях, так и при построении эталонов звукового давления в жидкостях.

В качестве примера практической реализации параметрических акустических и оптических приемников звука в водной среде, измеряющих $\Delta X_a(t)$ согласно (5), рассмотрим некоторые результаты лабораторных экспериментов, опубликованные в работах [10, 11]. Хотя эти публикации разделяет промежуток времени более тридцати лет, это одни из первых экспериментальных устройств, использующих данный принцип параметрического приема звука, Описанные в них устройства основаны на взаимодействии акустического (звук – звук) и оптического (звук – свет) излучений в водной среде. По сути одно из устройств является измерителем флуктуаций скорости звука, а другое – измерителем флуктуаций скорости света (показателя преломления). Эти устройства иллюстрируют возможность практической реализации параметрических методов регистрации звуковых полей согласно (3), (5), (6). Их чувствительность к звуковому давлению $P_a(t)$ определяется адиабатическими частными производными ($\partial C/\partial P$) и ($\partial n/\partial P$), см. табл.1. Диаграммы направленности этих параметрических приемников звука в одинаковом масштабе представлены на рис.2 и рис.3.

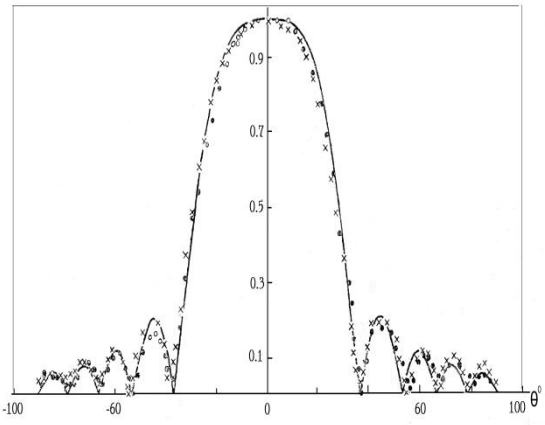


Рис. 2. Диаграмма направленности гидроакустического параметрического приемника звуковых колебаний [10]. Кружки и крестики – экспериментальные значения; сплошная кривая – теоретическая зависимость

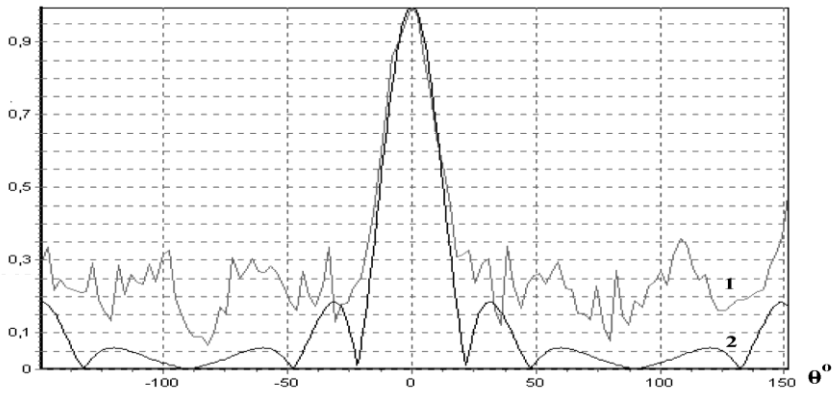


Рис. 3. Диаграмма направленности гидрооптического приемника акустических колебаний [11]. 1 – экспериментальная зависимость, 2 – теоретическая зависимость

На рис.2 приведено сечение нормированной диаграммы направленности плоскостью, в которой лежит ось базы гидроакустического параметрического приемника звука [10]. Его параметры: база L = 0.25 м, частота волн накачки 5 МГц, частота принимаемого звука 29.4 кГц, ширина главного лепестка $2\Theta_{0.7} \approx 48$ угл.^{0}. Подобные характеристики направленности нелинейных параметрических акустических приемников звука типа НПАП-1 разработки ТРТИ получены экспериментально в широкой полосе частот в натурных условиях при разных базах (L = 0.1 ÷ 3.0 м, частота волн накачки 1.25 МГц) [7]. Прибор регистрирует акустические сигналы в диапазоне от единиц Гц до 25 кГц, причем его чувствительность практически не зависит от частоты сигнала и от гидростатического давления. При уровне принимаемого звукового давления 0.5 Па отношение *(сигнал /шум)* = (3/1).

На рис.3 приведено аналогичное сечение диаграммы направленности гидрооптического параметрического приемника звука [11]. Частота принимаемого звука 27 кГц, ширина главного лепестка $2\Theta_{0.7} \approx 20$ угл.^{0}, волной накачки является свет.

Рис.2 и рис.3 при практически одинаковой длине принимаемой звуковой волны ($\lambda \approx 5$ см), иллюстрируют подобие характеристик направленности и согласие расчетных и экспериментальных данных. Как видно, уровень шума в боковых лепестках оптического приемника звука выше, чем в акустическом параметрическом приемнике, что свидетельствует о необходимости совершенствования оптического приемника. Наряду с другими причинами, в частности гидродинамическими флуктуациями, ухудшение отношения *(сигнал /шум)* и чувствительности в гидрооптическом приемнике звука объясняется еще и различием более чем на порядок относительных и абсолютных значений адиабатических производных $(\partial C/\partial P)$ и $(\partial n/\partial P)$.

Совмещенный оптико-акустический **n - C** измеритель параметров термодинамического состояния жидкостей, и он же при комплексировании каналов – параметрический оптико-акустический приемник звука, предложен автором в публикации [12]. Это устройство способно измерять синхронно в едином объеме среды скорость звука и показатель преломления света с общим фазовым центром на измерительной базе, что позволяет исключить специфическую погрешность, обусловленную разносом объемов пространственного усреднения в традиционных гидрофизических зондах.

В жидкости минимальные уровни интенсивности звука определяются тепловыми молекулярными акустическими шумами среды, т.е. ее абсолютной термодинамической температурой, а максимальные уровни интенсивности звука ограничены кавитационной прочностью среды и эффектом насыщения. Отношение максимального и минимального уровней интенсивности звука в морской среде может достигать 250 дБ. В акустических полях волн конечной амплитуды (большой интенсивности) для расчета изменений параметров состояния от звукового давления уже недостаточно ограничиваться только первыми производными функций (3) по звуковому давлению, а необходимо учитывать и производные более высоких порядков.

В нелинейной акустике преимущественно используют квадратичное приближение и очень редко кубическое [7, 8]. Оценка вклада в (3) членов разложения выше второго порядка показала, что он несуществен. Поэтому для волн большой интенсивности ограничимся вторым (квадратичным) приближением выражения (3) и запишем флуктуации $X_{ад}(t)$ от $P_a(t)$ в виде:

$$\Delta X_{a2}(t) \approx \Delta X_{a1}(t) + 0.5\,(\partial^2 X/\partial P^2)_{s,\eta}\, P_a^{\,2}(t) =$$

$$= \Delta X_{a1}(t) + 0.5\,(\partial^2 X/\partial P^2)_{s,\eta}\, \rho C \cdot I(t)\,, \qquad (7)$$

где $I(t) = P_a^2(t)/\rho C$ – мгновенная интенсивность звука; ρC – волновое сопротивление среды; индекс 2 обозначает второе (квадратичное) приближение. Здесь при низкочастотной фильтрации среднее значение $< \Delta X_{a2}(t) >$ представим так:

$$< \Delta X_{a2}(t) > = 0.5\,(\partial^2 X/\partial P^2)_{s,\eta}\,\rho C \cdot < I(t) > = B_x \cdot < I(t) >. \qquad (8)$$

Выражение (8) описывает операцию квадратичного детектирования, где величина $< \Delta X_{a2}(t) >$ прямо пропорциональна интенсивности звукового поля; B_x – коэффициент пропорциональности. Заметим, что в (7) кроме постоянной составляющей появляются еще и вторые гармоники процесса $P_a(t)$, которые при низкочастотной фильтрации устраняются. Эффект детектирования можно использовать для измерения интенсивности звука неакустическим методом в очень мощных звуковых полях, например при подводных взрывах, извержениях, при градуировке электрогидравлических, пневматических, гидроакустических и других мощных излучателей звука.

Выше, в табл.1 приведены оценки значений первых производных от адиабатических уравнений для термодинамических параметров: температуры, скорости звука, удельной электропроводности, показателя преломления света, плотности. Показано, что эффект дополнительных флуктуаций, обусловленный влиянием звукового поля, наиболее проявляется в полях скорости звука и электропроводности (см. третью колонку табл.1). На рис.1 приведена зависимость первой адиабатической производной скорости звука от параметров состояния: температуры и гидростатического давления и отмечена ее относительно слабая изменчивость, характеризуемая второй производной $(\partial^2 C/\partial P^2)$. В табл.2 даны для сравнения абсолютные и относительные значения первых и вторых барических производных адиабатических уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды.

Таблица 2. Барические производные адиабатических уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды

Параметр	Абсолютные значения	Относительные значения
Скорость звука **C**	$(\partial C/\partial P) \approx 1{,}7\cdot10^{-6}$ [м/(с·Па)] $(\partial^2 C/\partial P^2) \approx 5\cdot10^{-15}$ [м/(с·Па^2)]	$C^{-1}(\partial C/\partial P) \approx 11\cdot10^{-10}$ Па$^{-1}$ $C^{-1}(\partial^2 C/\partial P^2) \approx 3\cdot10^{-18}$ Па$^{-2}$
Электропро-водность χ	$(\partial\chi/\partial P) \approx 5\cdot10^{-9}$ [См/(м·Па)] $(\partial^2\chi/\partial P^2) \approx -3\cdot10^{-17}$ [См/(м·Па^2)]	$\chi^{-1}(\partial\chi/\partial P) \approx 13\cdot10^{-10}$ Па$^{-1}$ $\chi^{-1}(\partial^2\chi/\partial P^2) \approx -8\cdot10^{-18}$ Па$^{-2}$

Как видно, относительные значения первых производных параметров C и χ практически одинаковы, а относительные значения вторых производных отличаются почти в три раза. Это свидетельствует о том, что эффективность преобразований (7), (8) в поле электропроводности выше, чем в поле скорости звука. Однако в целом вклад нелинейных эффектов в дополнительные флуктуации термодинамических параметров состояния морской воды, обусловленных звуковым полем естественных акустических шумов океана, относительно мал по сравнению с линейным приближением из-за малости вторых производных адиабатических уравнений (3) гидрофизических параметров термодинамического состояния морской среды.

ВЫВОДЫ

1. Звуковые волны при распространении в жидкости модулируют все параметры ее термодинамического состояния. Этот эффект зависит от интенсивности звука и значений адиабатических частных производных гидрофизических параметров по звуковому давлению от соответствующих адиабатических уравнений состояния.

2. Для акустических волн малой амплитуды достаточно описание процесса взаимодействия звука и среды в линейном приближении. При этом среднее значение дополнительных флуктуаций гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая), обусловленных полем звукового давления собственных акустических шумов океана, практически равно нулю.
3. Для акустических волн очень большой амплитуды необходим учет квадратичных членов разложения адиабатических уравнений состояния по звуковому давлению. При этом среднее значение дополнительных флуктуаций гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая), обусловленных звуковым полем, не равно нулю (эффект самодетектирования звука в морской среде), оно прямо пропорционально его интенсивности.
4. Отмеченные эффекты возникают при взаимодействии акустического излучения с морской средой. Они могут быть использованы при измерении флуктуаций гидрофизических полей, оценке отношений (*сигнал/шум)*, разработке параметрических приемников звуковых волн для измерения их интенсивности и звукового давления неакустическими методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабий В.И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 200 с.
2. Бабий В.И., Родионов А.А. Флуктуации гидрофизических полей, обусловленные акустическими шумами океана // Доклады РАН, 2014, том 456, № 1. – С. 106 – 110.
3. Бабий В.И. Скорость звука как связующее звено гидрофизики и гидроакустики // Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана: Сборник докладов Второй международной научно-практической конференции / НАН Украины, Научно-технический центр панорамных акустических систем. – Запорожье, 2008. – С. 113 – 121.
4. Архипкин В.С., Добролюбов С.А. Океанология. Физические свойства морской воды: Учебное пособие. – М.: МАКС Пресс, 2005. – 216 с.
5. Бабий В.И. Специфика гидрофизических измерений в океане // Современные методы и средства океанологических исследований: Материалы X111 Международной научно-технической конференции «МСОИ-2013». Т.1. – М.: АПР, 2013. – С. 152 – 155.
6. Бабий В.И. Аномалия барического градиента скорости звука в воде // Материалы Шестой Всероссийской научной конференции «Экология 2011 – море и человек ». – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2011. – С. 144 – 148.
7. Воронин В.А., Тарасов С.П., Тимошенко В.И. Гидроакустические параметрические системы. – Ростов н/Д : Ростиздат, 2004. – 400 с.
8. Заграй Н.П. Нелинейные акустические параметры и динамика нелинейных процессов. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2002. – 68 с.
9. Бабий В.И. Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане. (Серия: Современные проблемы океанологии. Выпуск № 7). Морской гидрофизический институт НАН Украины. Севастополь: НПЦ «ЭКОСИ Гидрофизика», 2009. –142 с.
10. Зверев В.А., Калачев А.И. Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн // Акустический журнал, 1970. Том XVI, Вып. 2. – С. 245 – 251.
11. Буданов С.П., Гончаров Э.Г., Мартинсон Б.М. и др. Диаграмма направленности гидрооптического приемника акустических колебаний // Оптический журнал, 2004, Том 71, № 4, – С. 34 – 36.
12. Бабий В.И. Способ измерения физических свойств жидкостей и устройство для его осуществления / Авторское свидетельство СССР №1239586. БИ № 23, 1986.

ЧАСТОТНЫЕ СМЕЩЕНИЯ МАКСИМУМОВ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ, ВЫЗВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫМ ВОЛНЕНИЕМ

Кузькин В.М.[1)], Куцов М.В.[2)], Пересёлков С.А.[2)]

[1)] Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[2)] Воронежский государственный университет, Воронеж

E-mail: kutsov@sc.vsu.ru

Дано общее решение задачи о связи между временными спектрами частотных смещений и возмущением океанической среды. Показано, что спектр частотных смещений можно интерпретировать как спектр возмущения, прошедший через передаточную функцию волновода, которая в той или иной мере сужает спектр входного воздействия. На основании полученного результата рассмотрен случай поверхностного волнения. Проанализированы некоторые частные случаи передаточной функции волновода. Обсуждены условия эффективности диагностики поверхностного волнения.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время эффективное развитие получил метод мониторинга океанических неоднородностей, основанный на информации о частотных смещениях интерференционных максимумов (частотных смещений) звукового поля [1]. Метод не ограничен адиабатическим приближением, его эффективность подтверждена результатами численных и натурных экспериментов (см. обзор [2], а также [3–5]). В [6] получено интегральное соотношение между временным спектром частотных смещений и пространственно-временным спектром возмущения океанической среды. Из него следует, что на трассах небольшой протяженности временные спектры частотных смещений и низкочастотных неоднородностей пропорциональны. Такая ситуация имеет место, например, при фоновых внутренних волнах (ФВВ). Практический интерес представляет установление явной связи между временными спектрами, что позволило бы оценить эффективность мониторинга океанической среды в широком диапазоне частот и интервале расстояний.

В данной работе решена задача о связи между временными спектрами частотных смещений и возмущением океанической среды. Детально проанализирован случай поверхностного волнения (ПВ). В отличие от ФВВ, временной спектр ПВ является высокочастотным, сосредоточенным в конечной области частот. Обсуждены возможности мониторинга поверхностного волнения.

ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Дальнейшее продвижение в описании флуктуаций частотных смещений возможно, если считать частоту ν и волновое число $k = |\mathbf{k}|$ поля возмущения $\zeta(t, \mathbf{r})$ не независимыми, а подчиняющимися дисперсионному уравнению

$$w(k, \nu) = 0, \qquad (1)$$

когда оно удовлетворяет некоторым граничным условиям. Здесь $\mathbf{k} = \mathbf{k}(k_x, k_y)$ и – пространственная и циклическая частота; $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r_x, r_y)$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости (x, y); t – время. В этом случае удается выразить волновой спектр через временной спектр и, следовательно, область интегрирования по и $\mathbf{k}$ в разложении Фурье случайных полей становится двумерной, т.е. распространяется на

область , удовлетворяющую дисперсионному уравнению (1). Заметим, что рассматриваются двумерные статистически однородные случайные поля

Перейдем к полярным координатам в k-пространстве и предположим, что пространственный спектр $F_\zeta(k,\theta)$ возмущения $\zeta(t,\mathbf{r})$ факторизуется,

$$F_\zeta(k,\theta) = V_\zeta(k)W_\zeta(\theta), \qquad (2)$$

т.е. на каждой частоте волнового спектра $V_\zeta(k)$ имеем одинаковое распределение $W_\zeta(\theta)$ интенсивности возмущения по углу, которое удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-\pi}^{\pi} W_\zeta(\theta)d\theta = 1. \qquad (3)$$

Если теперь дисперсию поля σ_ζ^2 выразить через временной $Z_\zeta(\nu)$ и пространственный $F_\zeta(k,\theta)$ спектры,

$$\sigma_\zeta^2 = \int_0^\infty \int_{-\pi}^{\pi} F_\zeta(k,\theta)kdkd\theta, \quad \sigma_\zeta^2 = \int_0^\infty Z_\zeta(\nu)d\,\nu, \qquad (4)$$

то из условия эквивалентности этих представлений, используя (2), (3), получается связь между волновым и временным спектрами

$$V_\zeta(k) = \frac{1}{k}\frac{d\nu}{dk}G_\zeta[\nu(k)]. \qquad (5)$$

Здесь $G_\zeta(\nu) = 2Z_\zeta(\nu)$ – спектральная плотность по частотам $\nu \geq 0$.

Ограничимся адиабатическим приближением описания поля. Как показывают результаты численных и натурных экспериментов, в которых возмущение среды вызвано ФВВ [2–4], данный подход сохраняет работоспособность и за пределами области его формальной применимости. Не нарушая общности задачи, положим, что трасса расположена вдоль оси x, точечный источник расположен в начале координат, а точка наблюдения $Q(\mathbf{L},z)$ удалена на горизонтальное расстояние L, где $\mathbf{L} = \mathbf{n}L$, $\mathbf{n}$ – единичный вектор в горизонтальной плоскости (x,y). Введем следующие обозначения

$$\bar{\alpha}(\omega) = \bar{h}_{l+1}(\omega) - \bar{h}_l(\omega), \qquad \tilde{\alpha}(\omega,t,\mathbf{n}) = \tilde{h}_{l+1}(\omega,t,\mathbf{n}) - \tilde{h}_l(\omega,t,\mathbf{n}), \qquad (6)$$

где $\bar{h}_l$ и $\tilde{h}_l$ – невозмущенное значение действительной части постоянной распространения l-й опорной моды, в окрестности которой моды синфазны и поправка к ней, обусловленная возмущением океанической среды; ω – циклическая частота спектра излучения. Оценки номера опорной моды и числа синфазно возбужденных мод, формирующих интерференционную картину, приведены в библиографии к [2]. Величину $\alpha = \bar{\alpha} + \tilde{\alpha}$ будем называть дисперсионной характеристикой волновода. В отсутствие возмущения волновод считается горизонтально-однородным.

Частотные смещения $\Omega(t,\mathbf{L})$ можно представить как

$$\Omega(t,\mathbf{L}) = -\frac{b}{L}\int_0^L \tilde{\alpha}(t,\mathbf{n}r)dr, \qquad (7)$$

где Ω – циклическая частота; , Ω_0 – положение выделенного максимума поля излучения в отсутствие возмущения [6]. Подчеркнем для ясности, что под частотными смещениями подразумеваются случайные временные положения выбранного локального максимума. Используя дисперсионное уравнение (1), разложим флуктуации случайного поля $\tilde{\alpha}(t,\mathbf{r})$, вызванные возмущением $\zeta(t,\mathbf{r})$, в спектр

$$\tilde{\alpha}(t,\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\alpha}(k)\exp\{i[\mathbf{kr} - \nu(k)t]\}d^2k. \qquad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получаем

$$\Omega(t,\mathbf{L}) = -b \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\xi)\exp[-i\nu(k)t]\tilde{\alpha}(k_x,k_y)dk_x dk_y, \quad \xi = k_x L/2. \qquad (9)$$

Временная корреляционная функция $B_\Omega(\tau,\mathbf{L}) = \overline{\Omega(t+\tau,\mathbf{L})\Omega^*(t,\mathbf{L})}$ равна

$$B_\Omega(\tau,\mathbf{L}) = b^2 \int_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(k_x,k_y)\frac{\sin^2\xi}{\xi^2}\exp[i\nu(k)\tau]dk_x dk_y. \qquad (10)$$

Фурье-обращение этого интеграла дает

$$G_\Omega(\nu,\mathbf{L}) = b^2 \int_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(k_x,k_y)\frac{\sin^2\xi}{\xi^2}\delta[\nu(k) - \nu'(k)]dk_x dk_y. \qquad (11)$$

Здесь $G_\Omega(\nu,\mathbf{L})$ и $F_\alpha(k_x,k_y)$ – временной и пространственный спектр частотных смещений и дисперсионной характеристики волновода; $\delta(x)$ – дельта-функция. Перейдем в (11) к полярным координатам и используем (2) и (5), тогда

$$G_\Omega(\nu,\mathbf{L}) = b^2 T_\alpha(\eta)G_\alpha(\nu), \qquad (12)$$

$$T_\alpha(\eta) = \int_{-\pi}^{\pi} W_\alpha(\theta)\frac{\sin^2(\eta\cos\theta/2)}{(\eta\cos\theta/2)^2}d\theta, \qquad \eta = k(\nu)L. \qquad (13)$$

Здесь $G_\alpha(\nu)$ – угловой спектр дисперсионной характеристики, а зависимость $k(\nu)$ определяется уравнением (1). Таким образом, временной спектр $G_\Omega(\nu,\mathbf{L})$ – это спектр (с масштабным множителем b^2) на выходе линейной системы, характеризуемой квадратом модуля передаточной функции $T_\alpha(\eta)$ (13), если на входе системы действует временной спектр $G_\alpha(\nu)$.

Передаточная функция в той или иной мере сужает спектр входного воздействия $G_\alpha(\nu)$. Характер фильтрации зависит от ориентации трассы по отношению к угловому распределению интенсивности возмущения, удаленности точки наблюдения и дисперсионного уравнения. Если в пределах ширины углового спектра $k(\nu)L\cos\theta/2 \le \pi/4$, т.е.

$$L \le L_l = \frac{\pi}{2k_h(\nu)} = \frac{\lambda_s(\nu)}{4}, \qquad (14)$$

где $k_h(\nu) = k(\nu)\cos\theta$ и $\lambda_s(\nu) = \lambda(\nu)/\cos\theta$ – самые высокие пространственные частоты и самые короткие волны, тогда можно считать $T_\alpha(\eta) \approx 1$. В этом случае спектр частотных смещений $G_\Omega(\nu,\mathbf{L})$ без искажений воспроизводит спектр возмущения $G_\alpha(\nu)$. Это объясняется тем, что в области низких частот дифракция в анизотропной среде слабо зависит от направления распространения звуковой волны. С увеличением частоты и расстояния, проходимого волной в такой среде, дифракционные эффекты возрастают, что делает их зависимыми от частоты, длины и расположения трассы. Отметим, что случай $T_\alpha(\eta) \approx 1$ удовлетворительно реализуется на средних дистанциях ($L{\sim}15$ км) для ФВВ, спектр которых расположен около частоты $\nu = 0$ [2–4]. Очевидно, чем больше ширина углового спектра, тем менее критично расположение трассы по

отношению к направлению его максимума. В предельном случае изотропного спектра передаточная функция инвариантна относительно направления трассы.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ И ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ

Посмотрим теперь на примере ПВ, что происходит со спектром частотных смещений $\Omega(t,\mathbf{L})$, когда спектр возмущения $\zeta(t,\mathbf{r})$ сосредоточен в области частоты $\nu \neq 0$. Поправка $\tilde{h}_l(\omega,t,\mathbf{r})$, обусловленная ветровым волнением, равна

$$\tilde{h}_l(\omega,t,\mathbf{r}) = \frac{\zeta(t,\mathbf{r})}{2\bar{h}_l(\omega)}\left(\frac{\partial\bar{\psi}_l(\omega,z=0)}{\partial z}\right)^2. \quad (15)$$

Здесь $\zeta(t,\mathbf{r})$ – случайное двумерное поле вертикальных смещений свободной поверхности $z=0$; $\bar{\psi}_l(\omega,z)$ – собственная функция l-й моды невозмущенного волновода. Отсюда следует, что пространственные спектры возмущения $\zeta(t,\mathbf{r})$ и дисперсионной характеристики $\tilde{\alpha}(\omega,t,\mathbf{r})$ пропорциональны,

$$F_\alpha(k,\theta) = B^2 F_\zeta(k,\theta), \quad (16)$$

$$B = \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{\bar{h}_{l+1}}\left[\frac{\partial\bar{\psi}_{l+1}(\omega,z=0)}{\partial z}\right]^2 - \frac{1}{\bar{h}_l}\left[\frac{\partial\bar{\psi}_l(\omega,z=0)}{\partial z}\right]^2\right\}. \quad (17)$$

В соответствии с (12)

$$G_\Omega(\nu,\mathbf{L}) = \kappa^2 T_\zeta(\eta) G_\zeta(\nu). \quad (18)$$

Здесь $\kappa^2 = (bB)^2$ – масштабный коэффициент, зависящий от параметров невозмущенного волновода, а функция $T_\zeta(\eta)$ определяется выражением (13) с заменой $\alpha \to \zeta$. Тогда, при известной передаточной функции, по измеренному временному спектру частотных смещений восстановленный временной спектр $G_\zeta^{(r)}(\nu)$ ПВ определяется как

$$G_\zeta^{(r)}(\nu) = \kappa^{-2}\frac{G_\Omega(\nu,\mathbf{L})}{T_\zeta(\eta)}. \quad (19)$$

Примем, что для полностью развитого волнения временной спектр $G_\zeta(\nu)$ является спектром Пирсона–Неймана

$$G_\zeta(\nu) = C\nu^{-6}\exp\left(-\frac{2g^2}{\nu^2 v^2}\right), \quad (20)$$

угловой спектр равен

$$W_\zeta(\theta) = \frac{2}{\pi}\cos^2(\theta-\theta_0), |\theta-\theta_0| \le \frac{\pi}{2}; \quad W_\zeta(\theta) = 0, |\theta-\theta_0| > \frac{\pi}{2}, \quad (21)$$

а дисперсионное соотношение (1) для гравитационных поверхностных волн имеет вид

$$\nu^2 = gk. \quad (22)$$

Здесь $C = 2.4$ м^2/с^5; v – скорость ветра; $g = 9.81$ м/с^2 – гравитационное ускорение; θ_0 – угол между направлением максимума углового спектра и ориентацией трассы $\mathbf{L}$ [7]. Спектр $G_\zeta(\nu)$ (20) имеет максимум на частоте $\nu_{m1} = \sqrt{2/3}\,(g/v)$.

Проанализируем поведение спектра $G_\Omega(\nu,\mathbf{L})$ (18) для двух крайних случая: $\theta_0 = 0^\circ$ и $\theta_0 = 90^\circ$, полагая $L = 15$ км, $v = 12$ м/с. Нормированный модельный спектр (20), $\hat{G}_\zeta(\nu)$, приведен на рис. 1 (сплошная линия). Он сосредоточен в области частот (0.3–2.5) Гц, частота $\nu_{m1} = 0.67$ Гц.

1. $\theta_0 = 0$, т.е. максимум углового спектра ориентирован вдоль трассы. Используя (12), (21) и (22), получаем

$$T(\eta) = \frac{4}{\eta^2}[1 - J_0(\eta)], \quad \eta = \nu^2 L/g, \tag{23}$$

где $J_0(\eta)$ – функция Бесселя нулевого порядка. Для области частот спектра ПВ параметр η лежит в интервале (1.5–96.5)×10^2, что позволяет упростить (18) и (23)

$$T(\nu) = \left(\frac{2g}{L}\right)^2 \frac{1}{\nu^4}, \tag{24}$$

$$G_\Omega(\nu) = \kappa^2 \left(\frac{2g}{L}\right)^2 \frac{1}{\nu^4} G_\zeta(\nu) \tag{25}$$

– спектр частотных смещений $\Omega(t, \mathbf{L})$ с точностью до множителя $\kappa^2(2g/L)^2/\nu^4$ воспроизводит спектр флуктуаций ПВ. Максимум спектра (25) достигается на частоте $\nu_{m2} = \sqrt{0.4}(g/v)$, $\nu_{m2} = 0.52$ Гц, так что относительно спектра ПВ (20) он смещен в область низких частот. Нормированный спектр частотных смещений $\hat{G}_\Omega(\nu)$ изображен на рис. 1а пунктиром. Ширина спектра на уровне половины от максимума равна $\delta\nu \approx 0.26$ Гц. Наименьшие отклонения в формах спектров $\hat{G}_\zeta(\nu)$ и $\hat{G}_\Omega(\nu)$ наблюдаются для частот $\nu \le \nu_{m2}$, где преобладающее влияние оказывает экспоненциальный множитель в (20). При $\nu > \nu_{m2}$ различие между ними усиливается из-за действия передаточной функции, обрезающей высокие частоты.

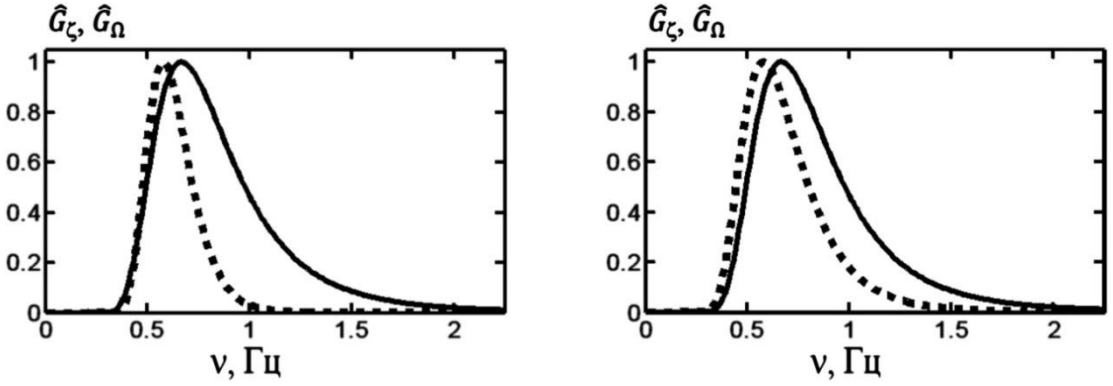


Рис. 1. Нормированные спектры ПВ $\hat{G}_\zeta(\nu)$ *(сплошная линия) и частотных смещений* $\hat{G}_\Omega(\nu, \boldsymbol{L})$ *(пунктир):* $\theta_0 = 0$ *(а);* $\theta_0 = \pi/2$ *(б).*

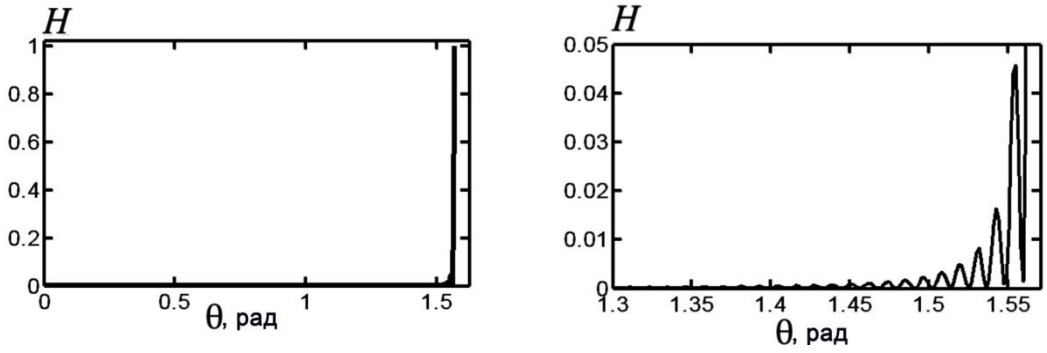
2. $\theta_0 = \pi/2$, что отвечает расположению трассы по нормали к максимуму углового спектра. Здесь интеграл (13) аналитически не вычисляется и зависимость (18) можно получить только численно. На рис. 1б пунктиром показан нормированный спектр $\hat{G}_\Omega(\nu)$ частотных смещений, его ширина $\delta\nu \approx 0.37$ Гц. Положения максимумов спектров $\hat{G}_\Omega(\nu)$ на рис. 1а и 1б практически совпадают, в области значений $\nu \le \nu_{m2}$ различие между ними не существенно, а для $\nu > \nu_{m2}$ расхождение возрастает с увеличением частоты.

Заметим, что для изотропного спектра, $W_\zeta(\theta) = 1/\pi$, поведение $\hat{G}_\Omega(\nu)$ практически неотличимо от зависимости для случая $\theta_0 = \pi/2$. Это объясняется тем, что функция

$$H(\theta) = \frac{\sin^2(\nu^2 L\cos\theta/2g)}{(\nu^2 L\cos\theta/2g)^2}, \tag{26}$$

определяющая передаточную функцию (13), локализована в окрестности угла $\theta = \pi/2$ (рис. 2). Поэтому следует ожидать стирания различий в форме спектра $\hat{G}_\Omega$ с

увеличением угла θ_0. Численные расчеты подтверждают данное заключение: это имеет место для значений $|\theta_0| \geq \theta_l \approx 5^\circ$. Поэтому можно считать, что для областей углов $5^\circ \leq \theta_0 \leq 90^\circ$ и $-90^\circ \leq \theta_0 \leq -5^\circ$ ориентация трассы относительно максимума углового спектра и его вид не существенны. Тогда можно ограничиться угловой зависимостью $W_\zeta(\theta) = 1/\pi$ и при восстановлении временного спектра ПВ (19) пользоваться эталонной передаточной функцией



(а) (б)

Рис. 2. График функции $H(\theta)$: панорама (а); детализация вблизи $\theta = \pi/2$ ($\nu = 0.6$ Гц, $L = 15$ км) (б).

$$T(\nu) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} H(\theta)d\theta. \qquad (27)$$

Таким образом, если при возмущении океанической среды ФВВ в качестве эталонной передаточной функции можно принять единицу, то в случае ПВ для широкой области углов θ_0 эту роль играет зависимость (27).

Подставив дисперсионное соотношение (22) в условие (14), оценим граничную длину трассы L_l, при которой передаточная функция $T_\zeta(\eta) \approx 1$. В результате получаем

$$L_l = \frac{\pi}{2}\frac{g}{\nu^2\cos\theta}, \qquad (28)$$

что дает $L_l \approx 3.1$ м. Следовательно, при ПВ условие $T_\zeta(\eta) \approx 1$ практически не реализуемо.

ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУКЦИЯ

При заданном расположении трассы передаточная функция полностью определяется угловым спектром $W_\zeta(\theta)$ возмущения, который можно получить как из данных аэрокосмических изображений морской поверхности [8], так и из регистрации пространственного спектра частотных смещений. Остановимся на втором способе.

В силу линейности преобразования (9), связывающего флуктуации частотных смещений и дисперсионной характеристики, частота ν и волновое число k частотных смещений будут также подчинены дисперсионному уравнению (1). В этом случае, согласно (5) и (18), волновые спектры частотных смещений $V_\Omega(k)$ и ПВ $V_\zeta(k)$ связаны соотношением $V_\Omega(k) = \kappa^2 T_\zeta(\eta)V_\zeta(k)$. Отсюда, в силу причинно-следственной связи, следует равенство угловых спектров частотных смещений и ПВ, $W_\Omega(\theta) = W_\zeta(\theta)$. В рамках численного эксперимента, рассматривая возмущение океанической среды ФВВ, данный результат успешно продемонстрирован в [9].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При разработке любого нового подхода к мониторингу решающую роль играет выбор физического механизма, наиболее эффективно передающего возмущение среды через измеряемые характеристики поля. В предложенном варианте таким механизмом является дисперсия, определяющая основные свойства звукового поля и этим обусловливающая применение частотных смещений для измерения изменений физических свойств океанической среды. Временной спектр частотных смещений представляется как спектр на выходе фильтра, на входе которого действует временной спектр возмущения.

Характер фильтрации зависит от ориентации трассы по отношению к угловому распределению спектра возмущения, удаленности точки наблюдения и дисперсионного уравнения. Если спектр входного воздействия расположен в области низких частот и длина трассы не слишком протяженна, передаточная функция примерно равна единице и без искажения пропускает все частотные составляющие неоднородности. Такой случай реализуется, например, при возмущении океанической среды ФВВ. В противном случае, когда входной спектр расположен в области высоких частот, как у ПВ, передаточная функция искажает его форму, обрезая высокочастотные составляющие.

Восстановление высокочастотных неоднородностей возможно, если известна передаточная функция, которая полностью определяется угловым распределением возмущения относительно трассы. Для его определения могут быть использованы аэрокосмические изображения морской поверхности или измерения углового спектра частотных смещений. Однако, как показано выше, можно выделить интервалы ориентаций трассы относительно максимума углового спектра возмущения, в которых для восстановления временного спектра ПВ удается предложить эталонную передаточную функцию. Развитие этого направления имеет, на наш взгляд, очевидную исследовательскую перспективу.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред» и Научной школы № НШ-4484.2014.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузькин В.М. Влияние изменчивости стратификации океана на интерференционную структуру звукового поля // Акуст. журн. – 1995. – Т. 41. – № 2. – С. 344-345.
2. Kuz’kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Method for measuring the frequency shifts of interference maxima in monitoring of dispersion media: theory, implementation, and prospects // Phys. Wave Phenom. – 2010. – Vol. 18. – № 3. – P. 196-222.
3. Кузькин В.М., Лин Й.-Т., Луньков А.А., Линч Дж.Ф., Петников В.Г. Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в летний период времени на океанском шельфе // Акуст. журн. – 2011. – Т. 57. – № 3. – С. 387-397.
4. Turgut A., Mignerey P.C., Goldstein D.J., Schindall J.A. Acoustic observations of internal tides and tidal currents in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. – 2013. – Vol. 133. – № 4. – P. 1981-1986.
5. Kuz’kin V.M., Kutsov M.V., Pereselkov S.A. Frequency shifts of sound-field maxima in few-mode propagation, which are initiated by internal-wave solitons // Phys. Wave Phenom. – 2013. – Vol. 21. – № 2. – P. 139-151.
6. Кузькин В.М., Луньков А.А. Частотные смещения максимумов звукового поля в океаническом волноводе // Акуст. журн. – 2011. – Т. 57. – № 5. – С. 649-654.

7. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. – 370 с.
8. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А., Паненко В.В., Шуган И.В. Трассовые измерения морского волнения самолетным локатором бокового обзора // Исследования Земли из космоса. – 1983. – № 5. – С. 22-31.
9. Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Восстановление пространственного спектра анизотропного поля фоновых внутренних волн // Акуст. журн. – 2009. – Т. 55. – № 2. – С. 193-197.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ПРОСВЕТНОЙ ГИДРОАКУСТИКИ

Мироненко М.В.[1)], Карачун Л.Э.[1)], Василенко А.М.[2)], Пащенко А.Ю.[2)]

[1)] ФБГУН СКБ САМИ ДВО РАН, г. Южно-Сахалинск;
[2)] Филиал ВУНЦ ВМФ «Военно-морская академия», г. Владивосток

E-mail: professor@mail.primorye.ru

Дана краткая историческая справка о становлении низкочастотной просветной гидроакустики. Представлены измерительные технологии просветной гидроакустики и практические пути их реализации в стационарных, мобильных и автономных быстро разворачиваемых системах мониторинга полей объектов и морской среды. Приведены результаты испытаний макетов просветных систем мониторинга.

Зарождение просветной гидроакустики связано с разработками и созданием акустически слабозаметных подводных объектов различного назначения. Это обусловило необходимость создания эффективных методов и реализующих их гидроакустических средств, обеспечивающих дальнее обнаружение и слежение за подвижными подводными объектами. Создание и внедрение гидроакустических комплексов, а также стационарных пассивных и активно-пассивных гидроакустических станций объединило научные и производственные коллективы и потребовало огромных финансовых и организационных государственных затрат. Комплекс решаемых задач был спланирован и достаточно своевременно выполнен. В такой обстановке возникла идея создания нового метода обнаружения акустически слабозаметных подводных объектов, а также объектов с малыми волновыми параметрами независящего от их отражающих свойств и слабо зависящего от их шумовых характеристик. Метод был предложен и разрабатывался гидроакустиками радиотехнической службы морского флота. В настоящее время исследования и научно-технические разработки метода продолжаются в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Специальном конструкторском бюро средств автоматизации морских исследований (СКБ САМИ) ДВО РАН.

Первоначально метод разрабатывался на основе закономерностей рассеяния и «затенения» акустических волн объектами, как акустическими экранами и, в этой связи, получил название теневого (дифракционного) метода. Исследования выполнялись в гидроакустическом бассейне с размерами 15×7×6 м^3. По мере разработок метода и его испытаний в условиях мелководных акваторий Японского моря на линиях протяженностью сотни метров – единицы километров он получил название метода гидролокации на просвет (МГЛНП). В дальнейшем при разработке его параметрической модели, он получил название – метода нелинейной просветной гидроакустики (МНПГА) [1, 3].

Следует отметить трудности, связанные с признанием и внедрением МНПГА научными и техническими организациями страны. Первоначально в методе рассматривались и реализовывались только закономерности рассеяния и дифракции акустических волн на корпусе объекта и его кильватерном следе. Это ограничивало дальность обнаружения и возможность измерения характеристик шумового излучения объектов, как классификационных признаков. Указанные недостатки были исключены при разработке параметрической модели просветного метода [3, 4].

Разработки физико-математических основ и измерительных технологий МНПГА были подтверждены морскими испытаниями на протяжных трассах Японского и Охотского морей, а также в районах восточного побережья Камчатки. Испытания и отработка рабочих систем мониторинга полей объектов и морской среды начали проводится с 80-х годов прошлого столетия. Основные исследования были проведены на основе гидроакустических донных станций (ГДАС) и специальных судов «Байкал»,

«Балхаш» в рамках Всесоюзных морских экспедиций «Восток». Наиболее значимый эксперимент был проведен на специально оборудованном СКБ САМИ просветном поле на трассе мыс Левенорна (о. Сахалин) – о. Итуруп, протяженность просветной линии составляла около 350 километров [2]. Эксперимент с использованием мобильной просветной системы мониторинга, сформированной на основе буксируемых излучающих средств судна «Байкал» и забортных приемных средств судна «Балхаш» был проведен на морской трассе мыс Сосунова (побережье Приморья) – о. Сахалин (р-н г. Невельска), протяженность просветной линии составляла около 310 километров. Протяженность просветных трасс при проведении морских экспериментов на основе ГДАС СКБ САМИ и маневрирующих излучающих судов изменялась и составляла 10, 20, 30, 45, 50 и 60 километров.

Просветная приемоизлучающая система мониторинга полей представляет собой широкомасштабную многолучевую параметрическую антенну. Протяженный объем рабочей зоны антенны в зависимости от частоты сигналов подсветки среды и положения источника волн, существенно увеличивает уровень формируемых параметрических составляющих измеряемых информационных волн, создаваемых естественными и искусственными источниками, процессами и явлениями морской среды. Высокий уровень формирования параметрических составляющих обеспечивает возможность дальнего параметрического приема волн малых амплитуд и волн различной физической природы (акустических, электромагнитных, гидродинамических) в широком диапазоне частот [4, 5].

Морскими экспериментальными исследованиями и специальной обработкой просветных сигналов в приемных трактах систем мониторинга полей объектов и среды различной физической природы была подтверждена надежность их функционирования. Дальность параметрического приема информационных волн составляет десятки – сони километров. Диапазон частот принимаемых информационных сигналов охватывает сотни – десятки – единицы – доли Герца, включая сверхнизкочастотные (СНЧ) колебания движущихся объектов, как целого, а также неоднородностей морской среды. При этом эффективно обнаруживаются как акустически слабозаметные объекты, так и объекты с малыми волновыми параметрами [2, 5, 6-8].

К настоящему времени исследованы и могут быть использованы следующие закономерности нелинейного преобразования установившегося просветного поля движущимся объектом и сопутствующими его движению полями различной физической природы (акустическими, электромагнитными, гидродинамическими):

– дифракция просветных сигналов на объекте и их интерференционная структура;

– рассеяние просветных сигналов гидродинамическим кильватерным следом, а также их амплитудная и фазовая модуляция характерными составляющими шумового излучения объекта;

– модуляция низкочастотных сигналов подсветки среды СНЧ колебаниями корпуса движущегося объекта (как целого), а также регулярными гидродинамическими колебаниями водных масс, вовлеченных в его движение;

– модуляция и параметрическое преобразование просветных сигналов излучаемым объектом электромагнитным полем;

– пространственно-временная амплитудно-фазовая модуляция установившегося просветного поля измеряемыми информационными полями среды различной физической природы.

Обнаружение полей объектов и среды методом просветной гидроакустики может быть проведено по всем перечисленным закономерностям. Но наиболее эффективно выделение классификационных признаков полей объектов и среды реализуется по закономерностям нелинейного взаимодействия и параметрического

преобразования просветных и измеряемых информационных волн различной физической природы. На рис. 1. приведена схема выделения классификационных признаков объектов и среды, технологиями просветной гидроакустики в информационно-аналитическом центре системы мониторинга морских акваторий.

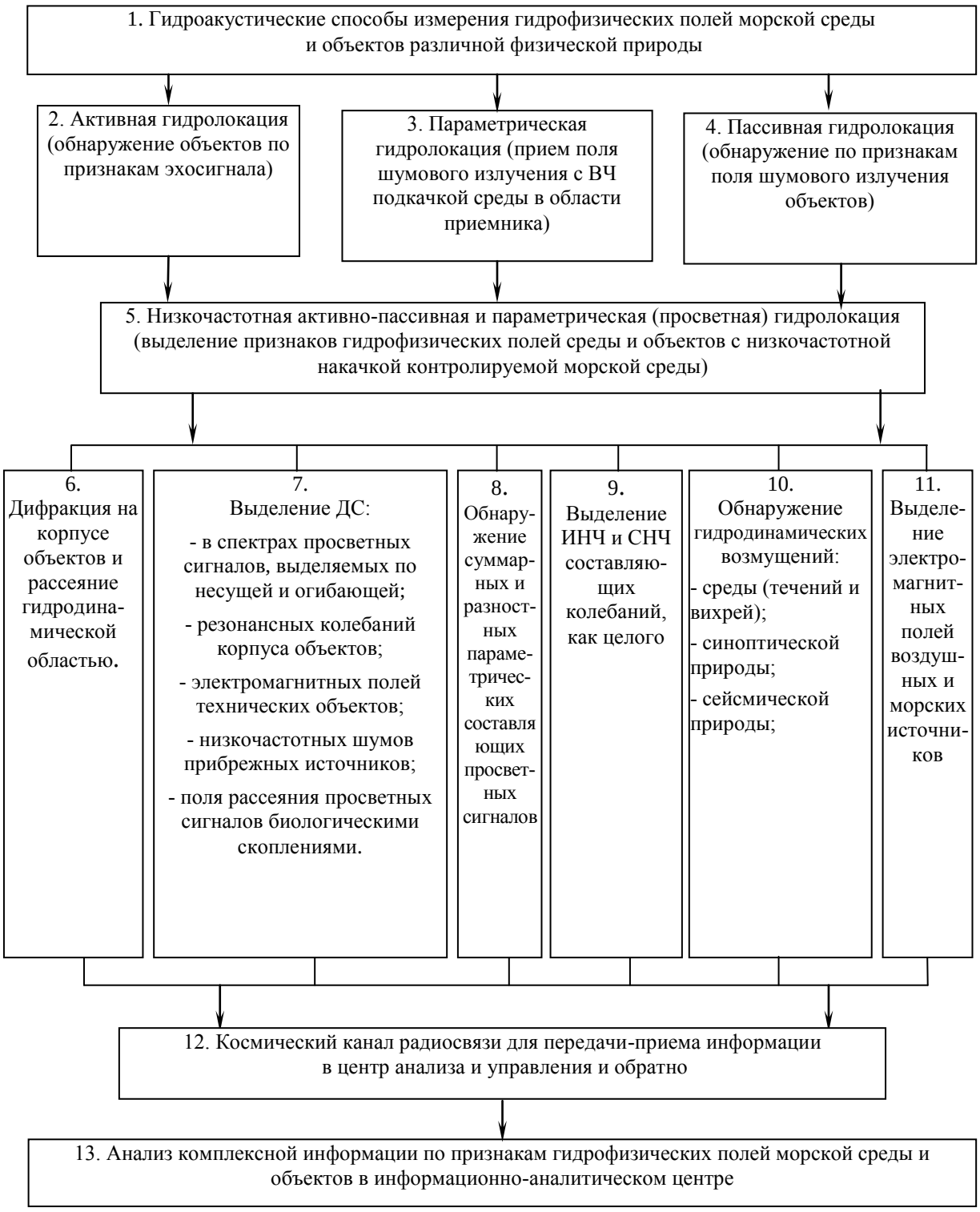


Рис. 1. Классификационные признаки полей объектов и среды, выделяемые технологиями просветной гидроакустики

Измерительные технологии нелинейной просветной гидроакустики включают выполнение следующей последовательности операций [5-8]. Излучатель и приемные

блоки гидроакустической системы размещают на противоположных границах акватории, облучают ее низкочастотными акустическими сигналами. Формируют в среде рабочую зону нелинейного взаимодействия просветных и измеряемых волн, как многолучевую параметрическую антенну. Далее преобразованные просветные сигналы принимают и усиливают в полосе параметрического преобразования, переносят их частотно - временной масштаб в высокочастотную область. Проводят узкополосный спектральный анализ и выделяют верхнюю и (или) нижнюю боковую полосу преобразованных просветных сигналов, по которым с учетом параметрического и частотно-временного преобразования определяют характеристики принимаемых информационных полей объектов и среды [6-8].

Высокая практическая значимость измерительных технологий просветной гидроакустики заключается в том, что она обеспечивает возможность комплексного мониторинга характеристик полей различной физической природы, формируемых в морской среде техническими и естественными источниками и опасными явлениями. На рисунках 2 – 4 представлены примеры регистрации методом нелинейной просветной гидроакустики сигналов предвестника землетрясения.

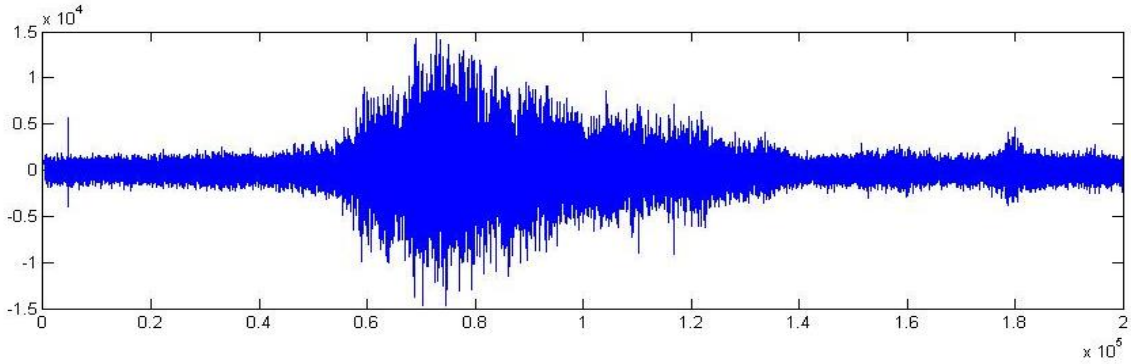


Рис. 2. Сигнал землетрясения

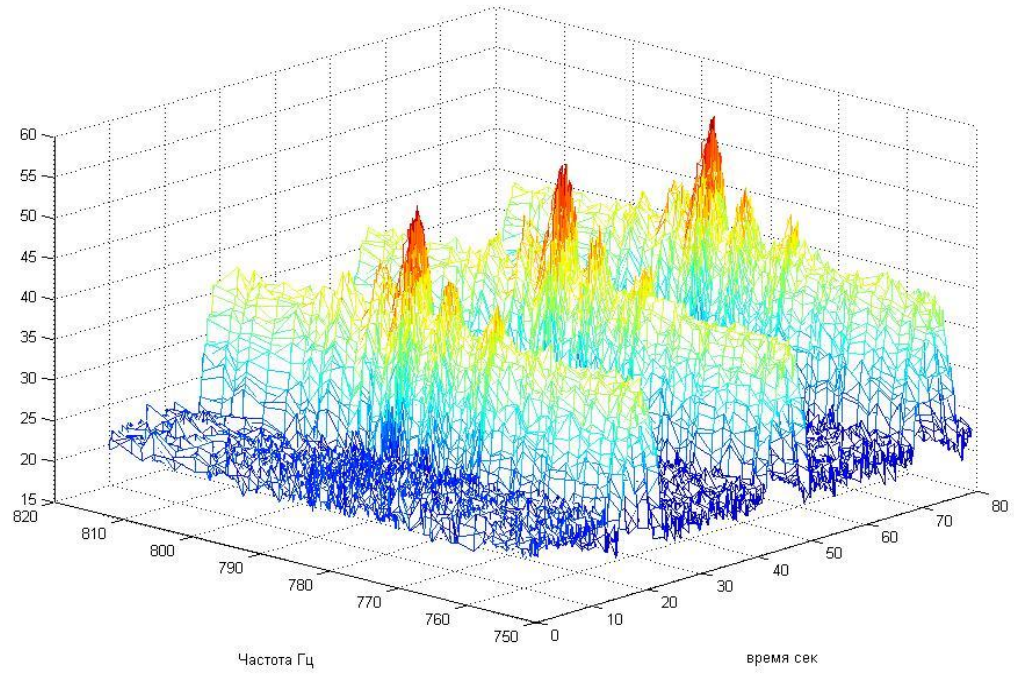


Рис. 3. Спектрограмма сигнала землетрясения (высокочастотная часть спектра)

Рис. 4. Спектр низкочастотной составляющей сигнала землетрясения

Разработки нелинейной просветной гидроакустики обеспечивают решение проблемы дальнего параметрического приема волн различной физической природы в диапазоне частот охватывающем сотни – десятки – единицы – доли Герца, включая сверхнизкочастотные колебания движущихся объектов, процессов и явлений морской среды. Системы мониторинга полей среды и объектов могут быть сформированы на основе радиогидроакустических средств морского приборостроения, разрабатываемых и создаваемых в СКБ САМИ ДВО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мироненко М.В., Малашенко А.Е., Карачун Л.Э., Василенко А.М. Низкочастотный просветный метод дальней гидролокации гидрофизических полей морской среды: монография. Владивосток: ДВО РАН, 2006. – 173 с.
2. Малашенко А.Е., Мироненко М.В., Карачун Л.Э., Халаев Н.Л. Создание и эксплуатация радиогидроакустических систем комплексного мониторинга гидрофизических полей морских акваторий на основе разработок средств морского приборостроения: монография. Владивосток: Изд. дом ДФУ, 2012. – 264 с.
3. Мироненко М.В., Василенко А.М., Бахарев С.А., Стародубцев П.А., Пятакович В.А. Нелинейная гидроакустика в системах мониторинга гидрофизических и геофизических полей: монография. Владивосток: Филиал ВУНЦ ВМФ «ВМА им. Н.Г. Кузнецова», 2013. – 324с.
4. Мироненко М.В., Короченцев В.И. Закономерности взаимодействия упругих и электромагнитных волн в морской воде // Международный симпозиум «Подводные технологии – 2000». Япония, Токио. – 2000. – май. – С. 105–109.
5. Мироненко м. В., Василенко А. М., Малашенко А. Е., Карачун Л. Э. Технологии активно-пассивного и параметрического метода гидролокации // Сб. трудов Акустической конференции. Н. Новгород, 2002. – С. 67-70.
6. Мироненко М.В., Малашенко А.Е., Карачун Л.Э., Василенко А.М. Способ параметрического приема волн различной физической природы в морской среде: патент РФ 2453930 от 20.06.2013.
7. Мироненко М.В., Малашенко А.Е., Карачун Л.Э., Корытко А.С. Гидроакустическая система параметрического приема волн различной физической природы в морской среде: патент РФ 2472116 от 10.01.2013.
8. Мироненко М.В., Малашенко А.Е., Карачун Л.Э., Корытко А.С. Способ передачи информационных волн в морской среде: патент РФ 2472236 от 10.01.2013.

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА СВЧ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТОНКИХ СЛОЕВ И ПЛЕНОК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ В ШИРОКОМ ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ
Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Ползикова Н.И., Мансфельд Г.Д. 2

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МОД В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ
Анисимкин В.И., Кузнецова И.Е. 8

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ КВАЗИПОЛЕВОЙ МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ВСТРЕЧНО-ШТЫРЕВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
Сучков С.Г., Сучков Д.С., Николаевцев В.А., Россошанский А.В. 15

МАГНИТОУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СОСТАВНОМ АКУСТИЧЕСКОМ СВЧ-РЕЗОНАТОРЕ, СОРДЕРЖАЩЕМ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ
Ползикова Н.И. , Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Лузанов В.А., Раевский А.О. 22

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
Зайцев Б.Д.[1)], Шихабудинов А.М.[1)], Теплых А.А.[1)], Кузнецова И.Е.[2)] 30

ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТОНКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКА
Симаков И.Г. 38

РАЗРАБОТКА МАТРИЦЫ РЕЗОНАТОРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ
Бородина И.А.[1)], Зайцев Б.Д.[1)], Кузнецова И.Е.[2)], Теплых А.А.[1)], Шихабудинов А.М.[1)] 46

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ АНОМАЛЬНОГО РЕЗИСТО-АКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА
Кузнецова И.Е.[1)], Зайцев Б.Д.[2)] 53

РАЗРАБОТКА БЕСКОНТАКТНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ НА SH_0 ВОЛНАХ
Зайцев Б.Д.[1)], Шихабудинов А.М.[1)], Теплых А.А.[1)], Кузнецова И.Е.[2)] 60

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
Зайцев Б.Д.[1)], Шихабудинов А.М.[1)], Бородина И.А.[1)], Теплых А.А.[1)], Кузнецова И.Е.[2)] 68

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА СВЧ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТОНКИХ СЛОЕВ И ПЛЕНОК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ В ШИРОКОМ ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ

Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Ползикова Н.И., Мансфельд Г.Д.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

E-mail: alekseev@cplire.ru

Спектр составного акустического резонатора (HBAR) является многомодовым и может содержать несколько тысяч резонансных пиков. Нами разработан комплекс программ, позволяющий записывать сканы спектра с произвольным шагом по частоте во всем диапазоне измерителя S-параметров. Благодаря высокой степени автоматизации обработки сканов мы получаем данные о параметрах (частота и ширина) каждого резонансного пика. Предлагаемый метод увеличивает точность ранее известного метода измерения скорости акустической волны (АВ) в материале путем сравнения спектров HBAR до и после нанесения исследуемого слоя. Для слоев толщиной в несколько длин волн новый метод позволяет получать данные о скорости АВ лишь из одного спектра.

ВВЕДЕНИЕ

Многомодовый акустический резонатор (HBAR) своим появлением обязан достигнутому в конце XX века прогрессу в технологии получения тонких пьезоэлектрических пленок [1]. В состав HBAR входят монокристаллы с малыми акустическими потерями, а также тонкие пленки пьезоэлектриков и металлов микронной и субмикронной толщины, что позволяет получать чрезвычайно высокие значения добротности частотозадающих элементов. Спектр собственных резонансных частот составной структуры оказывается многочастотным (рис. 1).

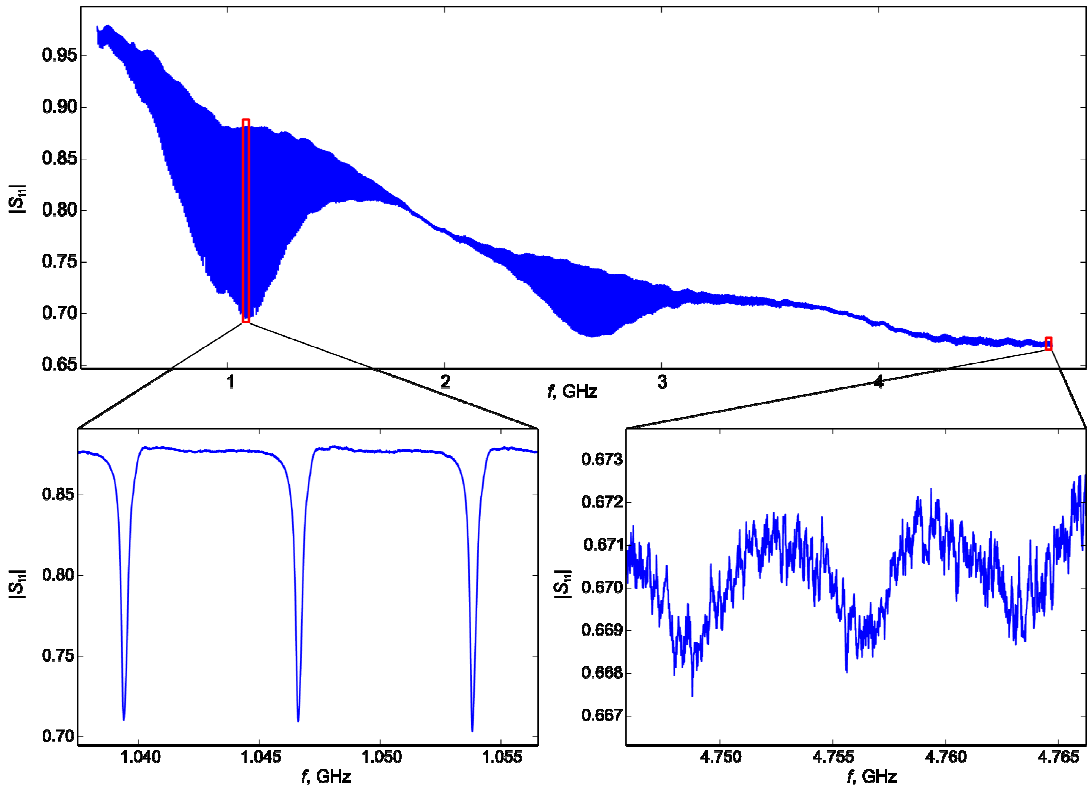


Рис. 1. Пример спектра HBAR

Как видно из рисунка, резонансы расположены в частотной области почти эквидистантно - для каждого последующего резонанса добавляется набег фаз на длине структуры равный π. Каждому обертону соответствуют свои частоты резонанса и антирезонанса. По ширине этих резонансных пиков можно определить полное поглощение энергии АВ в структуре. Частотный интервал между соседними резонансами (или антирезонансами) может быть использован для измерения скорости звука в слоях, составляющих структуру.

Благодаря исключительной добротности HBAR, его используют в ряде практических применений, кроме того, его с успехом применяют как инструмент исследования. В работах [2-10] предложен и развит метод резонансной акустической спектроскопии тонких пластин (менее 0.5 мм) и пленок толщиной 10 – 100 нм. Установлена аналитическая связь между характерными точками на частотных характеристиках модуля и мнимой части импеданса, а также фазы коэффициента отражения резонаторных структур, измеряемых экспериментально, и коэффициентами затухания, скоростями акустических волн и константами электромеханической связи в отдельных слоях и в структуре в целом. В дальнейшем применение метода резонансной СВЧ-спектроскопии позволило получить оригинальные данные для коэффициентов поглощения АВ в новых кварцеподобных материалах (лангасите и лангатате) [2, 3], тонких монокристаллических пластинах АИГ и лазерной нанокерамике на основе АИГ [4]. Были исследованы вязкоупругие свойства тонких пленок металлов Al, Mo, W [5], углеродных нанотрубок [6]. Измерены поглощение и коэффициенты электромеханической связи в пленах ZnO и AlN [7, 8].

Работы [9,10] посвящены исследованию с помощью HBAR пьезоэлектрических материалов. В работе [9] для обозначения интервалов между соседними антирезонансами вводится термин SPRF (Spacing of Parallel Resonance Frequency). В работе [10] приводится квазинепрерывная частотная зависимость SPRF. Из особенностей на этой кривой извлекается информация о скорости АВ в пьезоэлектрической пленке, а также о ее коэффициенте электромеханической связи. В настоящей работе из сравнения частотной зависимости SPRF с результатом одномерного моделирования делается вывод о скорости АВ в исследуемом слое, расположенном на обратной стороне подложки. Также предлагается способ для построения частотной зависимости SPRF для зашумленных данных. Далее в тексте частотная зависимость SPRF также будет обозначаться как $\Delta f_n(f)$.

Полный спектр HBAR содержит слишком много информации, чтобы ее можно было воспринимать визуально. Поэтому весьма полезными оказываются всевозможные интегральные характеристики спектра, например, SPRF. Процедура получения этой характеристики затруднена. С одной стороны, большое количество резонансов делают практически невозможным получение полного набора резонансных частот вручную. С другой стороны, автоматические методы распознавания резонансных кривых подвержены ошибкам из-за возбуждения в резонаторе неосновных мод. В качестве компромиссного решения нами разработан комплекс программ, который позволяет объединить оба подхода. В интерактивном режиме пользователь определяет параметры резонансных кривых в ключевых точках спектра, после чего программа достраивает полный набор резонансных частот, пользуясь введенными пользователем данными в качестве первого приближения.

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ

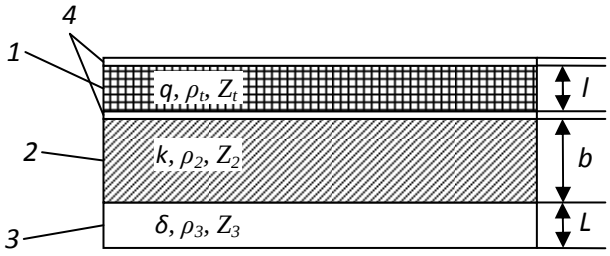


Рис 2. Схема резонаторной структуры; 1–пьезоэлектрик, 2–подложка, 3–исследуемый слой,4–электроды

Многомодовый резонатор HBAR состоит из подложки и нанесенной на нее пленки, как показано на рис. 2. Основной измеряемой характеристикой HBAR является входной электрический импеданс, который в одномерной модели описываются выражением

$$Z_e = \frac{1}{i\omega C_0}\left[1+\frac{K_t^2}{ql}\cdot\frac{iZZ_t\sin ql - 2Z_t^2(1-\cos ql)}{Z_t^2\sin ql - iZZ_t\cos ql}\right]. \quad (1)$$

Здесь Z_t –материальный акустический импеданс пьезоэлектрической пленки, $C_0 = l/(i\omega\varepsilon^s S)$ – статическая емкость преобразователя с толщиной l, площадью S, и диэлектрической проницаемостью ε^s, K_t – ужестченная константа электромеханической связи, которая определяется соотношением $K_t^2 = K^2/(1+K^2)$. Учет акустической нагрузки тонких электродов не приводит к качественному изменению частотной характеристики, однако значительно усложняет формулы, поэтому в аналитических выражениях мы ими пренебрегаем, в тоже время в численном моделировании их учитываем.

Для нахождения импеданса нагрузки применяется формула для трансформации импеданса для каждого слоя нагрузки, в результате чего получаем выражение:

$$Z = iZ_2\frac{Z_3\mathrm{tg}\theta_3 + Z_2\mathrm{tg}\theta_2}{Z_2 - Z_3\mathrm{tg}\theta_3\mathrm{tg}\theta_2},$$

которое в данном случае удобно преобразовать к виду:

$$Z = iZ_2\mathrm{tg}(\theta_2+\varphi) \quad (2)$$

Здесь $\varphi = \mathrm{arctg}[(Z_3/Z_2)\mathrm{tg}\theta_3]$, $Z_{2,3} = \rho_{2,3}V_{2,3}$ - материальные акустические импедансы, $\rho_{2,3}$ и $V_{2,3}$ – плотности и скорости ОАВ, соответственно, $\theta_{2,3}$ - набеги фаз в подложке и исследуемом слое.

Резонансные частоты (частоты параллельного резонанса или антирезонанса) находятся из условия обращения в бесконечность импеданса (1) и записываются как

$$kb + \mathrm{arctg}[(Z_t/Z_2)\mathrm{tg}(ql)] + \mathrm{arctg}[(Z_3/Z_2)\mathrm{tg}(\delta L)] = \pi m. \quad (3)$$

Из соотношения (3) легко видеть, что резонансные частоты в точности эквидистантны (периодичны) только в случае, если все акустические импедансы структуры одинаковы. Величина отклонения от периодичности определяется соотношением импедансов и также носит периодический характер, задающийся набегами фаз в соответствующих слоях. Исследования спектров HBAR в широком

диапазоне частот часто показывают изменение межмодового расстояния с периодом, задаваемым толщиной преобразователя, на основе чего можно исследовать свойства самого преобразователя [10]. Для наших целей представляет интерес возможность выявления других осцилляций периода резонансов, связанных с исследуемой пленкой. Эти осцилляции можно использовать для измерения скорости звука в пленках, толщина которых превышает несколько длин волн в исследуемом диапазоне частот.

Для примера оценим величину осцилляций межмодового расстояния для случая, когда толщина пленки значительно превышает толщину пьезоэлектрика (L>>l). В частотной области введем три периода $T_1 = V_2 / b$, $T_2 = V_t / l$ и $T_3 = V_3/L$ и среднюю величину межмодового частотного интервала $T_0 = T_1/(1 + T_1/T_2 + T_1/T_3)$. Будем считать, что $T_0 << T_3 << T_2$. Обозначим величину частотного интервала между двумя соседними резонансами структуры T. Пусть диапазон частот f попадает в область первой гармоники преобразователя так, что $f \sim T_1$, т.е. на толщине преобразователя укладывается полдлины волны. Тогда межмодовое расстояние будет меняться в пределах $T_1/(1+K_{2m}) < T < T_1/(1+K_{2m+1})$, где $2m$-число полуволн, укладывающихся на толщине исследуемой пленки, $K_{2m} = l\rho_t/(b\rho_2) + L\rho_3/(b\rho_2)$, $K_{2m+1} = l\rho_t/(b\rho_2) + L\rho_2 V_2^2/(b\rho_3 V_3^2)$. Разница между максимальным и минимальным периодом оказывается порядка

$$\delta T \sim T_0 (L/b)(\rho_2/\rho_3)[(Z_2/Z_3)^2 - 1]. \quad (4)$$

Пример таких осцилляций периода приведен на рис.3 для структуры, состоящей из монокристаллической подложки из галлий гадолиниевого граната (ГГГ), выращенных на ней методом жидкофазной эпитаксии пленок ЖИГ и пьезоэлектрического преобразователя из ZnO для возбуждения поперечных ОАВ. Видно, что большой и малый периоды осцилляций Δf соответствуют условию $T = v/2l$ для пленки ZnO и слоя ЖИГ, соответственно, а разброс Δf по амплитуде согласуется с формулой (4).

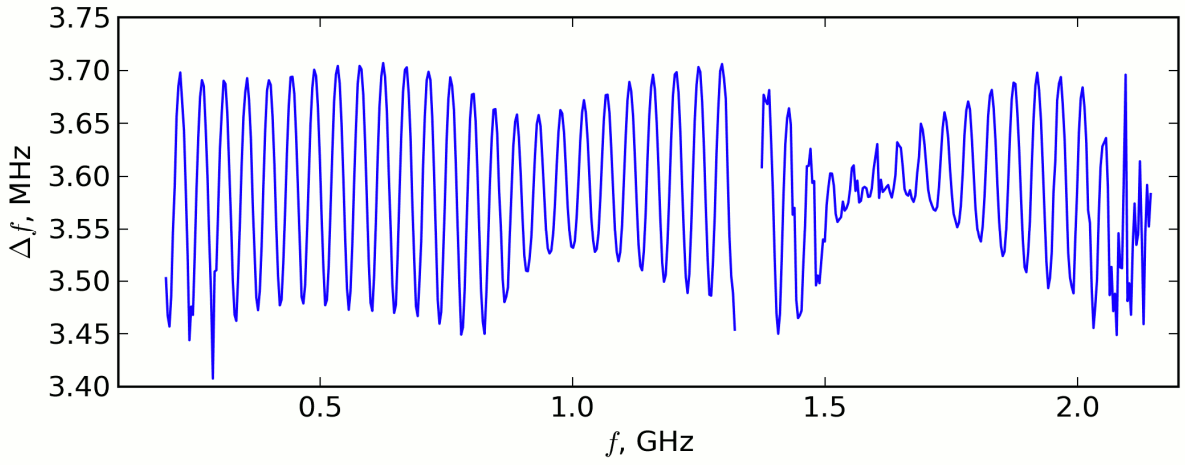


Рис. 3. Частотная зависимость SPRF для структуры ГГГ-ЖИГ

ПОСТРОЕНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ SPRF.

На рис. 1 показан общий вид спектра коэффициента отражения S_{11} для HBAR. Видно, что на высоких частотах спектр сильно зашумлен, поэтому для определения каждой резонансной частоты необходима квадратичная аппроксимация вблизи резонанса. Точность аппроксимации существенно зависит от диапазона аппроксимации (от ширины аппроксимирующей параболы). На этом шаге мы используем интерактивные возможности нашей программы, вручную выбирая частоту и диапазон для нескольких резонансов. Далее выполняется автоматическая процедура, результатом которой

является зависимость частоты резонанса от его номера $f_n(n)$. Можно с высокой точностью приблизить $f_n(n)$ прямой с угловым коэффициентом Δf_{av}, который является средним значением Δf_n и, тем самым, позволяет оценить скорость АВ в подложке.

Несмотря на кажущуюся линейность зависимости $f_n(n)$, она линейной не является и слабо осциллирует вокруг среднего значения $n\Delta f_{av}$. Если для получения $\Delta f_n(f)$ непосредственно вычитать из частоты последующего резонанса частоту предыдущего, далее превращая переменную n в f через связь $f=n\Delta f_{av}$, результат получится сильно зашумленным, особенно в области низких частот, как на рис. (3). Мы полагаем, что основной причиной этого является накопление ошибки при вычитании двух величин. В настоящей работе мы предлагаем другой способ построения $\Delta f_n(f)$. Его суть в сплайн-интерполяции зависимости $f_n(n)$-$n\Delta f_{av}$ (рис.4а). Дифференцирование этого сплайна также дает $\Delta f_n(n)$, как и непосредственное вычитание, однако, будучи гладкой функцией по своему построению, сплайн не вносит ошибку при численном дифференцировании. Результат построен на рис. 4б синей кривой. Видно, что кривая хорошо аппроксимирует $\Delta f_n(f)$, полученную непосредственно. Особенно явно уменьшение ошибки проявляется для пленок микронной толщины, т. к. для них $\Delta f_n(f)$

а) б)

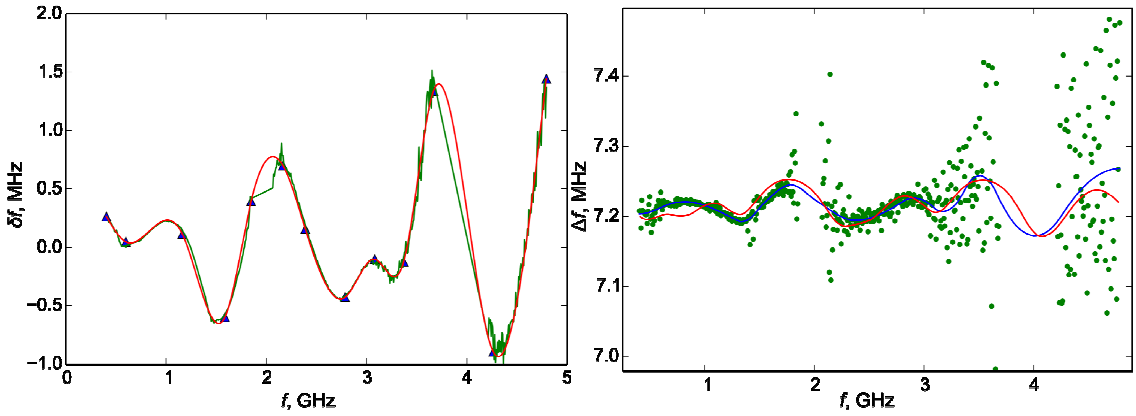


Рис. 4. Обработка спектра из рис.1: а) Частотная зависимость отклонения резонанса от среднего значения, зеленая кривая – экспериментальные данные, красная – сплайн-интерполяция. б) частотная зависимость SPRF; синяя кривая – усреднение, построенное с помощью сплайн-интерполяции из (а), красная кривая – результат моделирования

меняется с частотой очень плавно, и разница $\Delta f_n(f)$ между двумя соседними частотами меньше ошибки измерения. Для слоев толщиной в десятки микрон эти величины уже сравнимы, поэтому можно вычислять $\Delta f_n(f)$ непосредственно, как на рис. 3.

Для примера рассмотрим процедуру экспериментального определения скорости АВ в тонких пленках CuO. Исследуемая пленка толщиной 2.5 мкм была выращена на обратной стороне HBAR на основе ИАГ с преобразователем из ZnO и алюминиевыми электродами. Толщина пластины ИАГ была 585 мкм, слоя ZnO – 2.2 мкм, электродов – 0.1 мкм. Наша программа содержит в себе функцию трехэталонной калибровки измерителя *S*-параметров во всем его рабочем диапазоне, для используемого нами Agilent 8753ES это 30кГц – 6 ГГц. Также наша программа может записывать сканы S_{11} с переменным шагом, благодаря чему достигается компромисс между разрешением на низких частотах и размером файла. Записанный скан обработали согласно вышеописанной процедуре, получив в итоге рис. 4б. Далее производился подбор значения скорости CuO так, чтобы подстановка его в одномерную модель структуры

давала характеристику $\Delta f_n(f)$ максимально приближенную к полученной экспериментально. Полученное значение составило 4.4×10^5 см/с (продольная волна).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана модификация метода акустической резонаторной спектроскопии, позволяющая получать данные о скорости звука в пленках. По сравнению с существующими методами исключается измерение резонаторной структуры без пленки. Метод имеет практическую значимость, т.к. позволяет исследовать акустические параметры слоев уже готовых слоистых структур, когда нет возможности измерения структуры без исследуемого слоя.

Предложен метод построения частотной зависимости межмодового расстояния в многомодовом акустическом резонаторе для зашумленных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ НШ-4841.2014.9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lakin K.M., Wang J.S. UHF Composite Bulk Wave Resonators // 1980 Ultrasonics Symposium. : IEEE, 1980. - С. 834–837.
2. Крутов Б.Н., Мансфельд Г.Д., Фрейк А.Д. Определение акустических параметров тонких слоев и пленок по электрическим характеристикам составного резонатора // Акустический журнал. - 1994. - Т. 40. - № 4 . - С. 633–639.
3. Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д., Нагирный В.П., и др. Измерение компонент тензора вязкости лангасита и лангатата методом резонансной акустической СВЧ спектроскопии // Успехи современной радиоэлектроники. - 2010. - № 5 . - С. 82–89.
4. Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д., Ползикова Н.И., и др. Особенности затухания и захват энергии колебаний в составных акустических СВЧ резонаторах на основе монокристаллов ИАГ // Акустический журнал. - 2007. - Т. 53. - № 4 . - С. 533–539.
5. Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Мансфельд Г.Д. Акустическая резонаторная сверхвысокочастотная спектроскопия тонких пластин лангатата и пленок вольфрама. // Радиотехника и электроника. - 2001. - Т. 46. - № 12 . - С. 1499.
6. Мансфельд Г.Д., Гуляев Ю.В., Косаковская З.Я., и др. Акустические и акустоэлектронные свойства углеродных нанотрубных пленок // Физика твердого тела. - 2002. - Т. 44. - № 4 . - С. 649–651.
7. Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., и др. Measurements of attenuation and electromechanic coupling constant of piezoelectric films in microwave resonators // Acoust. Phys. - 2010. - Т. 56. - № 6 . - С. 904–908.
8. Мансфельд Г.Д., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. Способ измерения константы электромеханической связи пьезоэлектрического материала // Патент РФ на изобретение №2421743 , Бюллетень ФИПС №17 от 20.06.2011.9.
9. Cheeke J.D.N., Zhang Y., Wang Z., и др. Characterization for piezoelectric films using composite resonators // 1998 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings (Cat. No. 98CH36102). : IEEE, 1998. - С. 1125–1128.
10. Cheeke J.D.N., Zhang Y., Wang Z. Resonant spectrum method to characterize piezoelectric films in composite resonators // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. - 2003. - Т. 50. - № 3 . - С. 321–333. назад к содержанию

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МОД В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ

Анисимкин В.И., Кузнецова И.Е.

Институт радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН, Москва

E-mail: anis@cplire.ru

Теоретически и экспериментально показано, что в отличие от акустических волн иных типов коэффициент электромеханической связи K_n^2, угол отклонения потока энергии Ψ_n, чувствительность к внешним воздействиям и анизотропия всех характеристик акустических пластинчатых волн в пьезоэлектрических пластинах могут меняться без изменения кристаллографической ориентации материала пластины, только за счет изменения ее толщины. Характер указанных зависимостей различен для мод разных порядков. Число мод n в пьезоэлектрических пластинах намного превышает их число в изотропных пластинах той же толщины.

К настоящему времени свойства акустических волн детально изучены в бесконечных твердых телах (-∞ < толщина H< +∞), в полубесконечных средах (-∞ < H < 0), в слоистых структурах с тонкой пленкой толщиной h на полупространстве (h << длины акустической волны λ, -∞ < H< 0) и в пластинах со свободными поверхностями (h = 0, H ~ λ). Спектр известных в настоящее время типов акустических колебаний состоит из 14-ти – 3-х объемных (1-й продольной, 2-х поперечных), 5-ти поверхностных (Рэлея, Гуляева-Блюстейна, сдвиговых на канавках, Сезава, Лява), 2-х псевдо-поверхностных («быстрых» и «медленных), 1-й пограничной (Стоунли) и 3-х пластинчатых (Лэмба, сдвигово-горизонтальных, Анисимкина И.В.). При этом наименее изученными на сегодняшний день остаются акустические пластинчатые волны.

Цель настоящей работы – теоретическое и экспериментальное исследование анизотропии акустических пластинчатых волн в пьезоэлектрических пластинах из наиболее распространенных материалов – кварца и ниобате лития.

На (рис.1) в качестве примера показаны дисперсионные кривые мод разных порядков n, распространяющихся по оси X в пластине ST-кварца (углы Эйлера 0°,132.75°, 0°). Из рисунка видно, что число мод n в пьезоплатине намного превышает

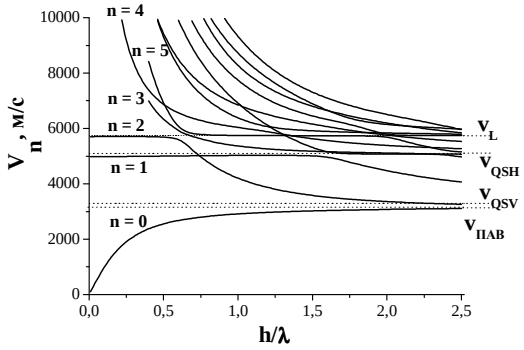
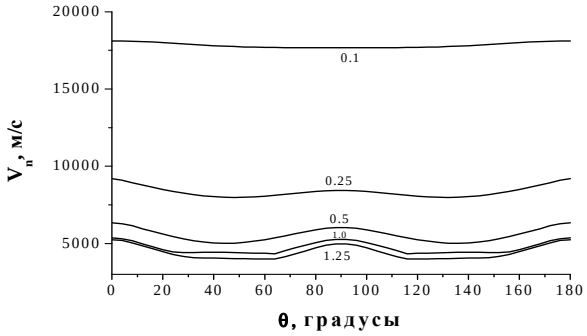


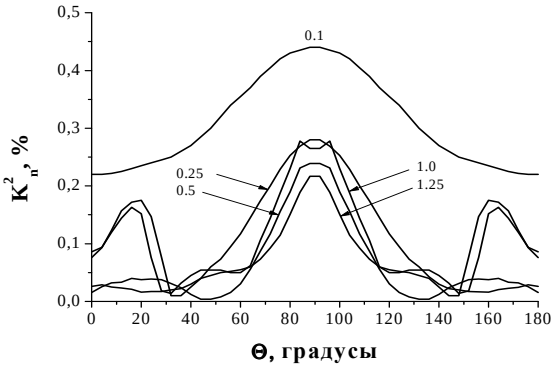
Рис.1. Дисперсионные кривые акустических пластинчатых мод в ST,X-кварце. Здесь v_n – скорость моды; n – ее номе; h – толщина пластины; λ - длина акустической волны; v_L, v_{QSH}, v_{QSV}, v_{SAW} – скорости продольной, квази-горизонтальной, квази-вертикальной и поверхностной акустических в том же направлении

их число в изотропных пластинах той же толщины [1]. Это свойство может быть объяснено в терминах формирования мод пластины как суперпозиции объемных акустических волн, отраженных от верхней и нижней поверхностей пластины [2]: в изотропных материалах падающие объемные волны, имея «чистую» поляризацию, производят максимум по 2 отраженные волны; в анизотропных же пьезокристаллах падающие объемные волны, имея квази-линейные поляризации, производят, в общем случае, по 3 отраженные волны каждая.

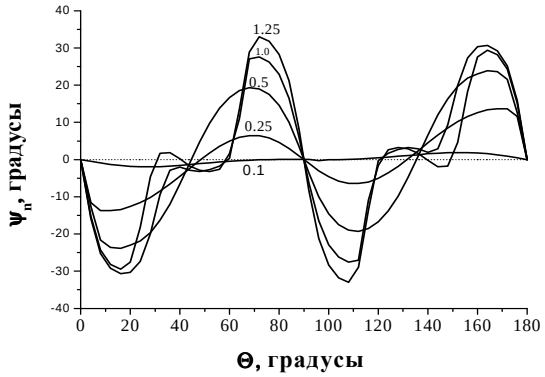
При изменении направления распространения в плоскости пластины (угла Θ относительно оси X) все характеристики акустических мод в пьезоэлектрических пластинах меняются как с углом Θ, так и с толщиной пластины h/λ. В качестве примера эти изменения (анизотропия характеристик) показаны на (рис.2 и 3) для двух мод и двух пьезокристаллов.



(а)

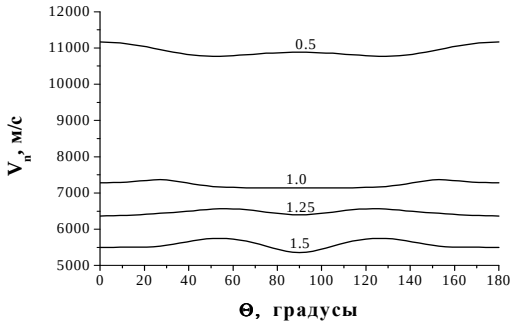


(б)

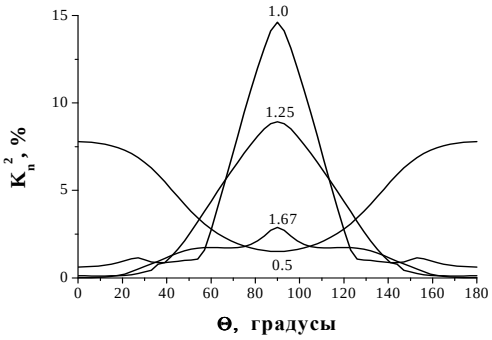


(в)

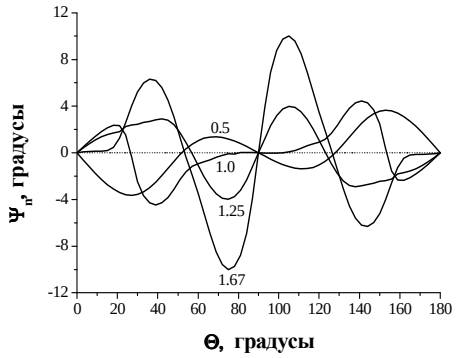
Рис.2. Ориентационные зависимости скорости v_n (а), коэффициента электромеханической связи K^2_n (б) и угла отклонения потока энергии Ψ_n (в) для моды 3-го порядка (n = 3) в пластине ST-кварца. Толщина пластины указана цифрами у соответствующих кривых



(а)



(б)



(в)

Рис.3. Ориентационные зависимости скорости v_n (a), коэффициента электромеханической связи K^2_n (b) и угла отклонения потока энергии Ψ_n (c) для моды 7-го порядка (n = 7) в пластине поворотного 128°Y-$LiNbO_3$. Толщины пластины указаны цифрами у соответствующих кривых

Ключевым результатом, следующим из рис.2 и 3, является тот факт, что в отличие от поверхностных и объемных акустических волн, анизотропия которых зависит только от симметрии и ориентации кристалла, анизотропия пластинчатых мод дополнительно зависит от номера моды n и толщины пластины h/λ. Благодаря этому

свойству ориентационная зависимость пластинчатых мод может быть усилена или ослаблена без изменения материала пластины. Например, меняя h/λ, скорость моды v_n может быть сделана почти постоянной на всей плоскости пластины (рис.2, $h/\lambda = 0.1$), коэффициент электромеханической связи K_n^2– увеличен в 10 раз или уменьшен до почти до нуля (рис.3, $h/\lambda = 1.0$ и 0.5), а поток энергии Ψ_n – направлен либо вдоль волновой нормали (рис.3, $\Theta = 55°$, $h/\lambda = 1.67$), либо под углом к ней (рис.3, $\Theta = 55°$, $h/\lambda = 1.0$). При этом, для фиксированного направления распространения (угла Θ) отклонения потоков энергии Ψ_n разных мод n различны. Поэтому энергетические потоки мод разных порядков расходятся от источника «веером».

Далее, хотя некоторые из мод обладают слабой пьезоактивностью (малым K_n^2) и большим отклонением потока энергии (углом Ψ_n), число мод, возбужденных в одной пластине с использованием системы встречно-штыревых преобразователей с разным периодом λ (рис.4) может достигать нескольких десятков (рис.5).

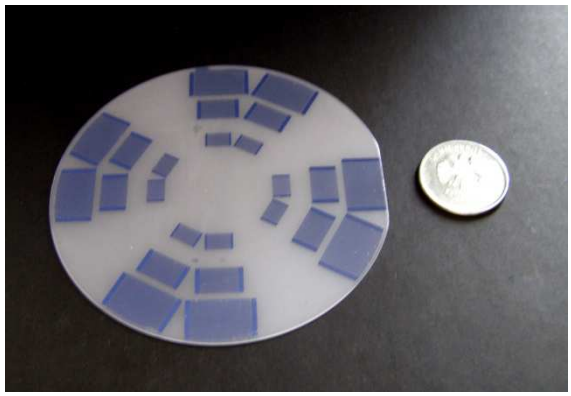
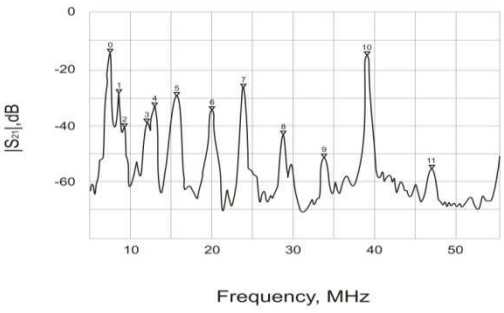
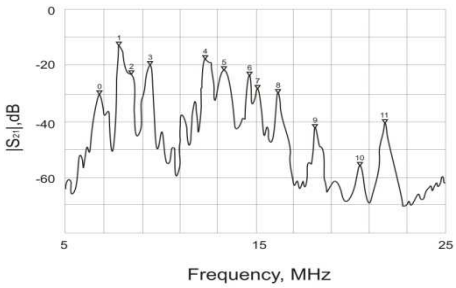


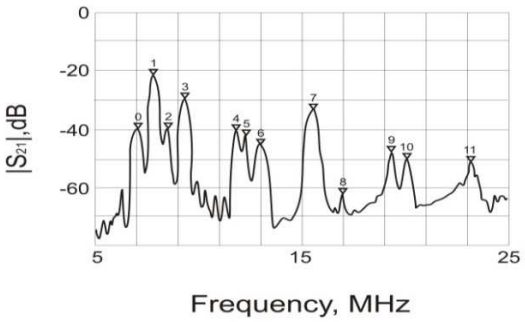
Рис.4. Двухдюймовая пластина 128°y-$LiNbO_3$ с 3-мя системами из 4-х пар встречно-штыревых преобразователей, расположенных по кругу под углами $\Theta = 0^o, 30^o, 60^o$ и 90^o к оси X в сравнении с монетой в 1 рубль. Ось X перпендикулярна фаске на правой стороне пластины



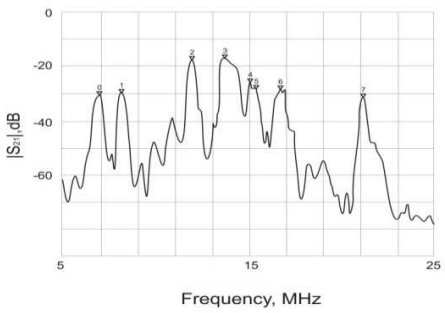
(а)



(в)



(б)



(г)

Рис.5. Амплитудно-частотные характеристики мод в пластине 128^oY -$LiNbO_3$ толщиной $h/\lambda = 1.0$ при распространении по направлениям (а), $\theta = 0^o$; (б), $\theta = 30^o$; (в), $\theta = 60^o$; (г), $\theta = 90^o$. 0 – 11 – номера мод

Имея отличающиеся характеристики распространения, пластинчатые моды разных порядков естественным образом обладают и разными сенсорными характеристиками. На (рис.6) показан пример применения этих мод для детектирования жидкостей с разной сдвиговой вязкостью η – воды (η = 1,003 мПа·с) и глицерина (η = 1450 мПа·с). Аналогично, на (рис. 7 и 8) демонстрируются амплитудные и фазовые отклики разных мод на вязкость и проводимость жидкости. Величины откликов пластинчатых мод сильно зависят от их номера n, причем по-разному для разных жидкостей. Следовательно, переключаясь с одной моды на другую, можно формировать требуемую совокупность выходных сигналов без использования чувствительных покрытий и без изменения направления распространения.

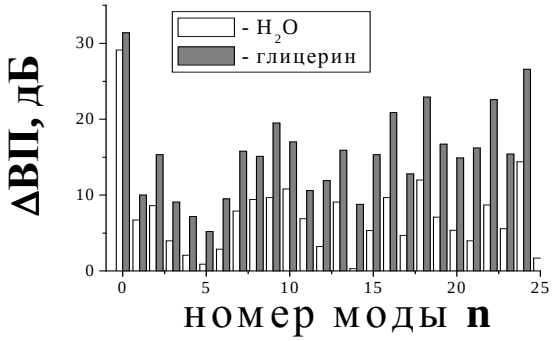


Рис.6. Амплитудные отклики акустических пластинчатых мод на действие жидкостей с различной сдвиговой вязкостью (пластина 128°ух-LiNbO3, h/λ = 2.475)

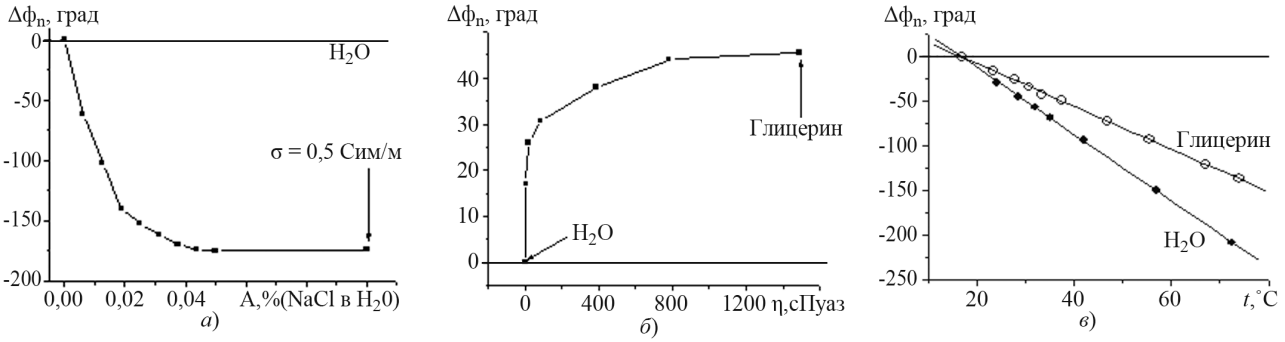


Рис.7. Калибрационные кривые акустической пластинчатой моды в 128°Y,X+90°-LiNbO3 толщиной h/λ = 1,0 при изменении вязкости η, проводимости σ и температуры t тестируемой жидкости (частота моды – 14,59 МГц; точки – эксперимент, линии – подгоночные кривые)

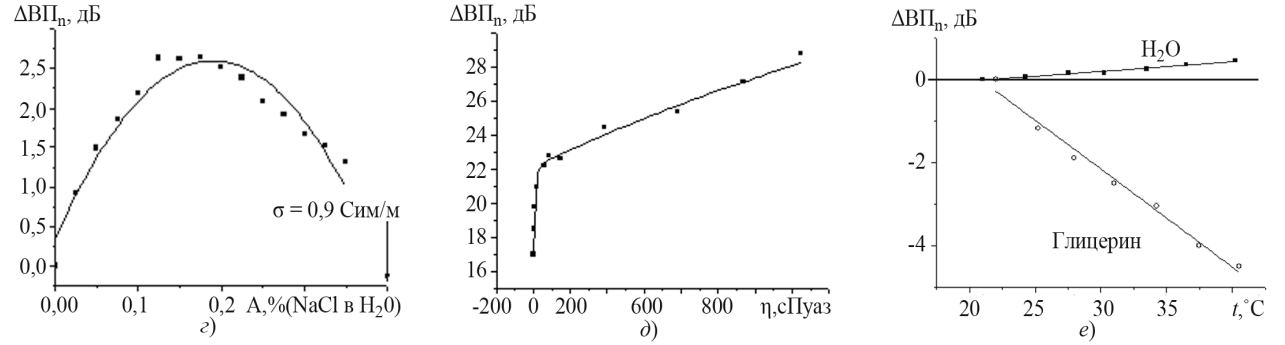


Рис. 8. Калибрационные кривые акустической пластинчатой моды в 128°Y,X+90°-LiNbO3 толщиной h/λ = 1,67 при изменении вязкости η, проводимости σ и температуры t тестируемой жидкости (частота моды – 51,8 МГц; точки – эксперимент, линии – подгоночные кривые)

Таким образом, акустические пластинчатые моды, распространяющиеся в пьезоэлектрических пластинах, оказываются намного разнообразнее, чем в изотропных телах. Они также значительно разнообразнее других типов акустических колебаний, известных в настоящее время. Поэтому именно этот тип акустических волн выдвинулся в последнее время в ряд наиболее привлекательных для практических применений, например, для физических химических и биологических сенсоров [3-7]. Можно надеяться, что использование всех преимуществ пластинчатых мод приведет к дальнейшему улучшению рабочих характеристик и функциональных возможностей таких датчиков.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ № 13-02-00596 и Президента РФ НШ-4841.2014.9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. — 167 с.
2. Auld B.A. Acoustic Fields and Waves. New York – London – Sydney - Toronto: Wiley-Interscience Publication, 1973. - vol.2, 415 p.
3. Zaitsev B.D. Acoustic waves in piezoelectric plates bordered with viscous and conductive liquid/ B.D.Zaitsev, I.E.Kuznetsova, S.G.Joshi, I.A.Borodina // Ultrasonics. – 2001. V.39, №1. - P.45-50.
4. Анисимкин И.В. Многомодовые акустические датчики и системы/ И.В. Анисимкин, В.И. Анисимкин // Успехи Физических Наук – 2005. - № 8. – С.900-904.
5. Анисимкин И.В. Методы исследования жидкостей с помощью поверхностных акустических волн/ И.В. Анисимкин, Ю.В. Гуляев, В.И. Анисимкин // Радиотехника. – 2010. - № 9.- С.9-31.
6. Анисимкин В.И. Акустические волны для измерения параметров жидкостей в одной области микропробы жидкости/ В.И. Анисимкин, Н.В. Воронова // Нелинейный Мир. – 2011. – Т.9. - № 2. – С.116-118.
7. Анисимкин В.И. Особенности возбуждения и распространения акустических пластинчатых мод в пьезоэлектрических пластинах/ В.И. Анисимкин, Н.В. Воронова, М.А. Земляницин, И.Е. Кузнецова, И.И. Пятайкин // Радиотехника и Электроника. – 2013. – Т.58, № 10. – С.1033-1039.
8. Anisimkin V.I. Sensing properties of the Anisimkin Jr. acoustic modes in ubcoated ST-quartz plates // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. – 2013. – V.60, № 10. – P.2204-2207. назад к содержанию

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ КВАЗИПОЛЕВОЙ МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ВСТРЕЧНО-ШТЫРЕВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Сучков С.Г., Сучков Д.С., Николаевцев В.А., Россошанский А.В.

[1)] ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского», г.Саратов

E-mail: nikolaevcev@ya.ru

Для расчета фазовых и амплитудных характеристик встречно-штыревого преобразователя (ВШП) поверхностных акустических волн (ПАВ) существует множество методов. Метод эквивалентных схем Мэзона и метод COM-параметров позволяют с заданной степенью точности рассчитать характеристики ВШП в некотором диапазоне частот, но требуют знания феноменологических параметров. Известно также, что решение самосогласованной полевой задачи, в отличие от упомянутых методов расчета, не требует определения феноменологических параметров, однако практически не используется, поскольку требует больших вычислительных ресурсов и временных затрат. Предложенный в 2007 году квазиполевой метод расчета позволяет с не меньшей, чем полевой метод, точностью рассчитывать электрические характеристики ВШП, не требуя больших вычислительных мощностей, однако содержит один феноменологический параметр, определяемый из сравнения расчетных и экспериментальных значений вносимых потерь. В данной работе предложен модифицированный квазиполевой метод расчета электрических характеристик ВШП, не использующий феноменологических параметров. Он позволяет с высокой точностью и оперативно производить расчет перспективных приборов на ПАВ в СВЧ диапазоне для любых конфигураций электродов ВШП с учетом конечной толщины электродов, в том числе с учетом слоистой структуры электродов, включающей адгезионный подслой. Результаты, полученные данным методом, хорошо согласуются с описанными в литературе экспериментальными данными.

В устройствах обработки сигнала на поверхностных акустических волнах (ПАВ) часто применяют неоднородные электродные структуры, в частности, встречно-штыревые преобразователи (ВШП) с наклонными штырями [1] (веерные ВШП) и неоднородные (слоистые) подложки, например, ZnO/Алмаз/Si [2-5]. Также применяются так называемые однонаправленные ВШП (ОВШП), имеющие как сигнальные и заземленные штыри, так и штыри с плавающим потенциалом [6]. Использование таких и более сложных структур позволяет значительно улучшить характеристики фильтров на ПАВ, в том числе, приблизить коэффициент формы амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) к единице, снизить влияние отраженных волн, снизить вносимые потери, повысить диапазон используемых частот и т.п.

При расчетах фильтров на ПАВ, использующих такие структуры, применяют методы эквивалентных схем, основанные на эквивалентной схеме Мэзона [7]. Такой подход предусматривает замену процесса распространения и взаимодействия четырехмодовой неоднородной поверхностной волны с электродами ВШП распространением некой одномодовой объемной поперечной или продольной волны через систему преобразователей соответствующей объемной волны, каждый из которых моделируется шестиполюсной эквивалентной схемой Мэзона. При этом скорость объемной волны считается равной скорости ПАВ, а эффективность преобразования определяется коэффициентом трансформации в искусственно вводимом акустоэлектрическом трансформаторе схемы Мэзона. При столь значительных приближениях получение расчетных результатов близкими к экспериментальным достигается подгонкой различных параметров, например, для ST-X – среза кварца вместо расчетного значения коэффициента электромеханической связи

k^2=0,012 используют значение k^2=0,016, которое хорошо соответствует получаемому в квазиполевом методе [8] значению k^2=0,0154.

Имея возможность точно рассчитывать все фазовые и амплитудные характеристики ПАВ в однородной или многослойной кристаллических подложках, можно точно рассчитать распределение объемного заряда, переносимого ПАВ. На этой основе можно наглядно и физично описать электрические процессы в ВШП при прохождении через него ПАВ и построить более простую и физически непротиворечивую эквивалентную схему [8], которую можно назвать «квазиполевой» в связи с использованием точного полевого расчета характеристик ПАВ по алгоритму, описанному в [9].

Рассмотрим прохождение монохроматической ПАВ с плоским фронтом, возбужденной неким входным преобразователем, под электродами выходного ВШП сколь угодно сложной структуры. «Поверхностный» волновой вектор ПАВ $k_S = (k_x, k_y)$, вообще говоря, может быть направлен под произвольным углом к оси ВШП, совпадающей с осью x, а координатная ось z перпендикулярна поверхности кристалла и направлена в вакуум.

Распространяясь в пьезокристаллической подложке, ПАВ порождает волну связанного с ней объемного электрического заряда, в основном сосредоточенного вблизи поверхности. По своей структуре этот заряд представляет собой чередующиеся полосы положительного и отрицательного объемного заряда. Проходя под электродами n-ой секции, области объёмного заряда ПАВ наводят в электродах заряды противоположного знака (Qn) (Рис. 1).

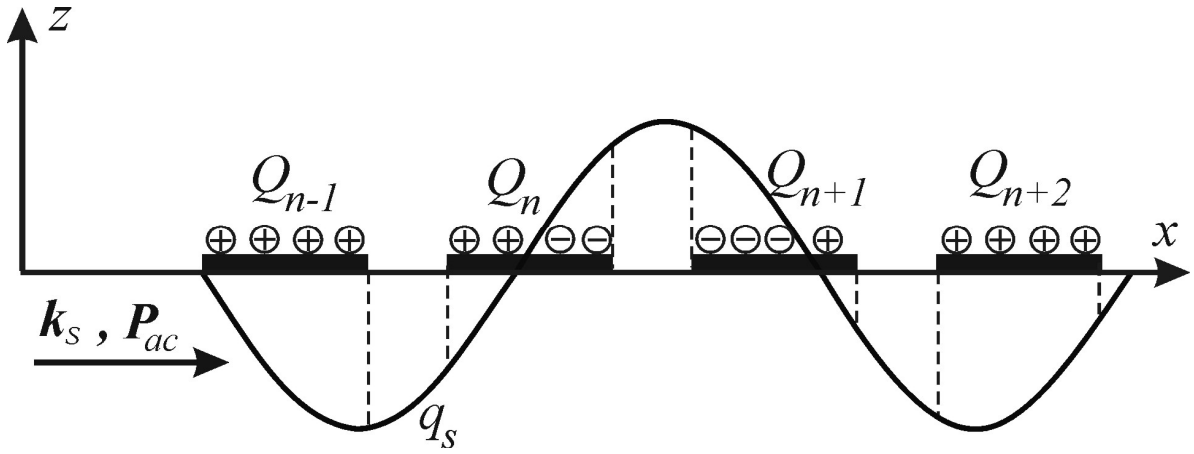


Рис. 1. Модель взаимодействия ПАВ с ВШП и образования наведенного заряда на его электродах

Таким образом, ток заряда электродов генерируется полем ПАВ (идеальным источником тока, подключенным параллельно межэлектродной емкости C_n), проходит через активное и индуктивное сопротивление электродов (импеданс) Z_n и складывается с токами от других параллельно включенных секций на нагрузке Z_L. Этот процесс для ВШП со штырями произвольной формы, например, в виде зигзагообразного аналога веерного ВШП (Рис. 2а), можно представить определенной эквивалентной схемой (Рис. 2б). В этой схеме каждый источник тока соответствует зазору между соседними штырями.

Для расчета межэлектродных емкостей будем приближенно считать, что заряд на электроде сосредоточен в его центре (без этого предположения задача значительно усложняется и формулируется в виде системы интегральных уравнений). Тогда, следуя [10], можно записать, пренебрегая краевыми эффектами, выражение для межэлектродной емкости штырей номеров n и n + 1

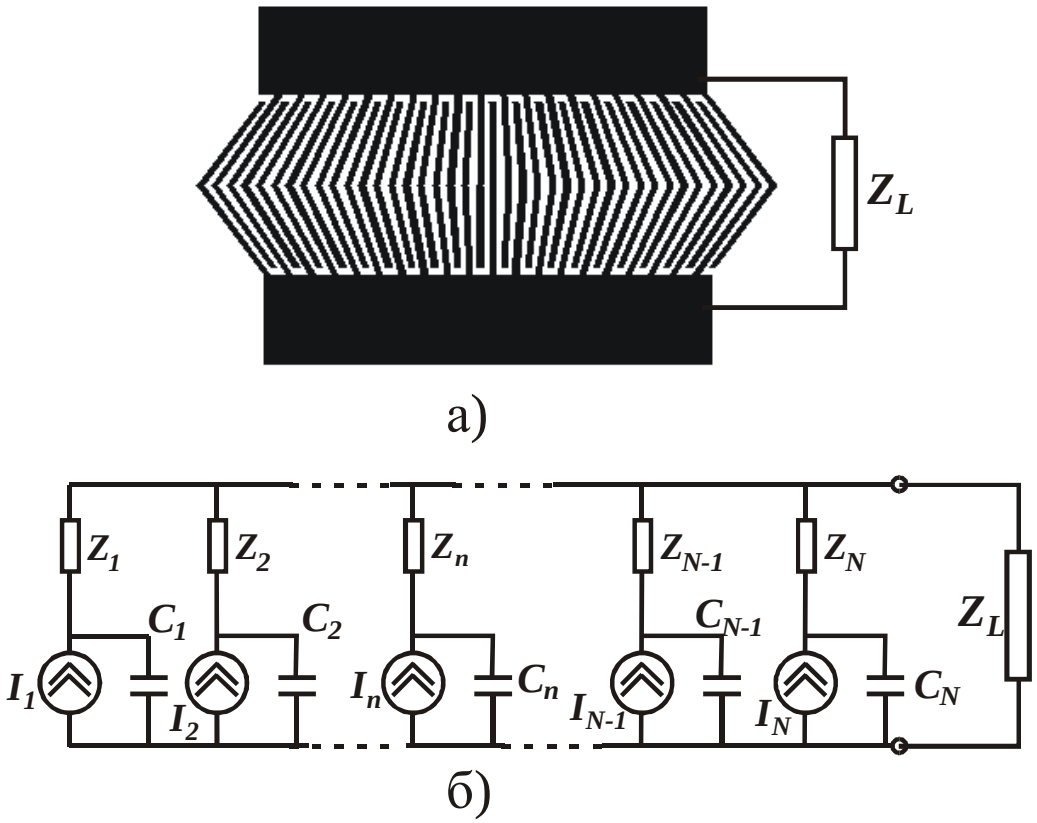


Рис. 2. Встречно-штыревой преобразователь ПАВ произвольной структуры (а) и его квазиполевая эквивалентная схема (б)

$$C_n = \varepsilon_0 \frac{1+\varepsilon_p}{2} \frac{K(q_n)}{K(q_n')}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_p = \sqrt{\varepsilon_{11}\varepsilon_{33} - \varepsilon_{13}^2}$ – эффективная относительная диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрика, $K(q)$ – эллиптический интеграл первого рода от функций

$$q_n = \sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{D_n}{\Delta_n}\right),\ q_n' = \sqrt{1-q_n^2}\ , \tag{2}$$

зависящих от ширины электродов D_n и расстояния между их центрами Δn, Wn – перекрытие n и $(n + 1)$-го электродов. Для расчета емкости между непараллельными электродами, последние разбиваются на множество малых участков вдоль длины электродов, на которых границы электродов считаются параллельными, и для каждого малого участка применяются формулы (1) и (2). Полная межэлектродная емкость вычисляется как сумма емкостей малых участков.

При расчете квазиполевым методом [8], проведя полное решение задачи о ПАВ, необходимо было вычислить объемную плотность связанного с ПАВ заряда $q_s(x, y, z, t)$, определяемую по формуле

$$q_S(x,y,z,t) = -\mathrm{div}\vec{P} = -e_{ijk}\frac{\partial^2 U_j}{\partial x_i \partial x_k}, \tag{3}$$

где P – вектор электрической поляризации, e_{ijk} – тензор пьезомодулей кристалла, U_j – упругие смещения четырехкомпонентной ПАВ.

При этом упругие смещения четырехмодовой ПАВ U_j и электрические потенциалы зависят от трех координат и времени и определяются в результате строгого решения краевой задачи по методу описанному в [9].

Далее необходимо было проинтегрировать выражение (3) по координате z вглубь кристалла на расстояние H и по площади электрода S_n, который может иметь произвольную форму и расположение, чтобы получить заряд ПАВ, находящийся под n-ым электродом в слое толщиной H. Этот заряд ПАВ наводит на электроде заряд противоположного знака, то есть:

$$Q_n(t) = -\int_{-H}^{0} \left(\iint_{S_n} q_s(x, y, z, t) dxdy \right) dz . \quad (4)$$

Далее из общих соображений в [8] предполагалось, что наведенный на электроде заряд меньше всего заряда ПАВ, находящегося под электродом ($H = \infty$). Поэтому глубина интегрирования H являлся феноменологическим параметром, который определялся из условия равенства расчетного и экспериментального уровня вносимых потерь. Этот параметр был единственным феноменологическим параметром теории.

В данной работе предлагается заменить расчет плотности объемного заряда под электродом $q_s(x, y, z, t)$ и последующее его интегрирование по координате z использованием граничного условия для индукции электрического поля, которое отбрасывалось и не использовалось при расчете характеристик ПАВ в кристалле с металлизированной поверхностью методом [9]. При наличии на границе пьезоэлектрического полупространства металлизации, нормальная компонента индукции электрического поля на границе пьезокристалл-металл терпит разрыв, который сопровождается присутствием на границе некоторой плотности поверхностного заряда

$$\sigma = -D_n , \quad (5)$$

где D_n – компонента напряженности электрического поля в кристалле на границе пьезокристалл-металл, нормальная к границе.

Зная плотность заряда на границе с электродом, можно от интегрирования по трем координатам объемной плотности заряда в кристалле перейти к интегрированию по двум координатам поверхностной плотности заряда на границе с электродом

$$Q_n(t) = \iint_{S_n} \sigma(x, y, t) dxdy . \quad (6)$$

Теперь модифицированная квазиполевая теория не содержит ни одного феноменологического параметра.

Далее, вычисляя величину зарядов на двух соседних электродах по новой формуле (6), беря зависимость от времени в виде $\exp(i\omega t)$ и учитывая, что ток через n-й зазор есть половина тока, текущего в n-ом и $(n + 1)$-м электродах (кроме крайних электродов), найдем ток, который генерируется в n-ом зазоре между электродами ВШП:

$$I_n(t) = \frac{1}{2} \frac{d(Q_{n+1} - Q_n)}{dt} = \frac{i\omega}{2} (Q_{n+1} - Q_n). \quad (7)$$

Этот ток протекает по обращенным друг к другу краям соседних электродов, имеющим в сумме импеданс Z_n, и разветвляется на ток через общую нагрузку Z_L и токи через остальные секции. В комплексном импедансе электродов $Z_n = R_n + i\omega L_n$ учитываются активное сопротивление R_n и индуктивность L_n электродов. Таким образом, эквивалентная схема ВШП (Рис. 2б) значительно проще эквивалентной схемы Мэзона [7] и не требует введения не имеющих строгих обоснований приближений. Она состоит из ветвей, содержащих источник тока I_n, межэлектродную емкость C_n и импеданс электрода Z_n, а сами ветви соединены параллельно друг с другом и с импедансом нагрузки Z_L. Следовательно, ток, протекающий в нагрузке I_L, определяется как

$$I_L(t)=\sum_{n=1}^{N}\frac{I_n(t)}{\left(1+\frac{Z_L}{Z_n'}\right)(1+i\omega C_n Z_n'')}, \quad (8)$$

где $Z_n'=\left(\sum_{m\neq n}\frac{i\omega C_m}{1+i\omega C_m Z_m}\right)^{-1}$ – суммарный импеданс (N - 1) секций ВШП, исключая n-ю секцию, $Z_n''=Z_n+\frac{Z_n' Z_L}{Z_n'+Z_L}$.

Тогда напряжение на шинах ВШП вычисляется, используя значение тока (8), по формуле $U_T=I_L Z_L$, а сопротивление излучения определяется известным соотношением

$$R_a=\frac{|U_T|^2}{2P_{ac}}, \quad (9)$$

где P_{ac} = T_x – поток энергии, приносимый ПАВ к ВШП, также определяется с помощью метода, описанного в [9]. Для определения полного комплексного импеданса излучения

$$Z_a(f)=R_a(f)+iX_a(f) \quad (10)$$

используют преобразование Гильберта [7], связывающее вещественную (R_a) и мнимую (X_a) части аналитической функции Z_a

$$X_a(f)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{R_a(f')}{f'-f}df', \quad (11)$$

где несобственный интеграл вычисляется численно в системе Mathematica с введением малой мнимой добавки в знаменатель подынтегральной функции.

В соответствии с определением АЧХ ВШП вычисляется как отношение мощности выходного электрического сигнала P_E к мощности входного акустического сигнала P_{ac}, т.е.

$$S(f)=10\cdot\lg\left(\frac{P_E}{P_{ac}}\right), \quad (12)$$

где $P_E=\frac{1}{2}|I_L|^2 Z_L$.

Для проверки построенного модифицированного квазиполевого метода расчета было проведено сравнение рассчитанной данным методом и измеренной АЧХ для фильтра на ST-X-срезе кварца, разработанного Д.А.Бариновым в ЗАО «НПЦ «Алмаз-Фазотрон». Этот фильтр состоял из входного неаподизованного ВШП, содержащего N_1=1352 расщепленных штырей и «взвешиванием» с помощью удаления электродов, и выходного ВШП, аподизованного функцией Кайзера (a = 4), с N_2=1550 расщепленных штырей. Толщина электродов была равна 150 нм. Кроме того данные результаты сравниваются (Рис. 3) также и с результатами расчета квазиполевым методом [8] при подобранном значении параметра H = 0.19λ_S.

Достижение подбором феноменологического параметра H совпадения рассчитанной квазиполевым методом и экспериментальной АЧХ по вносимым потерям на центральной частоте сопровождается почти полным совпадением теоретической и экспериментальной АЧХ в полосе пропускания, а вне ее небольшие отличия связаны с прямым прохождением сигнала в экспериментальном фильтре. Вносимые потери, рассчитанные модифицированным квазиполевым методом, превышают экспериментальные вносимые потери на 3 дБ во всей полосе пропускания.

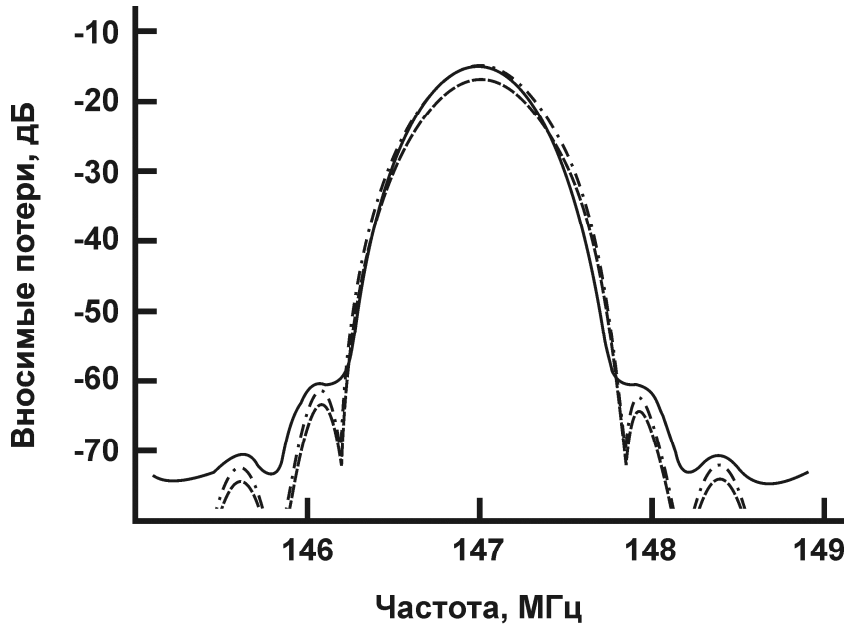


Рис. 3. Сравнение экспериментальной (сплошная кривая) и посчитанной квазиполевым методом расчета при подобранном значении параметра $H=0.19\lambda_S$ (штрихпунктирная кривая) и модифицированным квазиполевым методом расчета (штриховая кривая) АЧХ фильтра на ПАВ на основе кварца

Кроме того было проведено сравнение рассчитанной данным методом и измеренной АЧХ настроенного катушкой индуктивности и ненастроенного фильтра 9secB с однонаправленными ВШП на основе Y+128°-среза $LiNbO_3$, исследуемых профессором В.П.Плесским, Швейцария [6]. ВШП данного фильтра имеют по 9 базовых SPUDT-элементов. При расчете было допущено приближение, в котором пренебрегалось активным сопротивлением электродов с плавающим потенциалом в направлении распространения ПАВ вследствие того, что оно намного меньше сопротивления в перпендикулярном движению ПАВ направлении, поскольку аппертура штыря значительно превышает его ширину.

Наблюдается (Рис. 4) полное совпадение экспериментальной АЧХ ненастроенного фильтра и расчетной АЧХ в полосе пропускания фильтра. Вносимые потери настроенного фильтра меньше. Данное обстоятельство объясняет расхождение на 3 дБ значений вносимых потерь для фильтра на основе кварца (Рис. 3), поскольку в эксперименте осуществлялась его настройка катушкой индуктивности, а метод расчета дает АЧХ фильтра без учета импеданса внешней нагрузки.

Изложенный метод позволяет с точностью, близкой к точности полевых методов [11], вычислить функцию передачи (АЧХ) и полный комплексный импеданс излучения ВШП, но, в отличие от них, допускает расчет систем со значительно большим количеством штырей (более 100). Причем различной формы и расположения, что позволяет рассчитывать преобразователи со сколь угодно сложной электродной структурой.

Этим методом также могут рассчитываться АЧХ и сопротивление излучения ВШП как на слоистых подложках, например, в такой перспективной структуре как ZnO/Алмаз/Si [2-5], так и в тонких пластинах

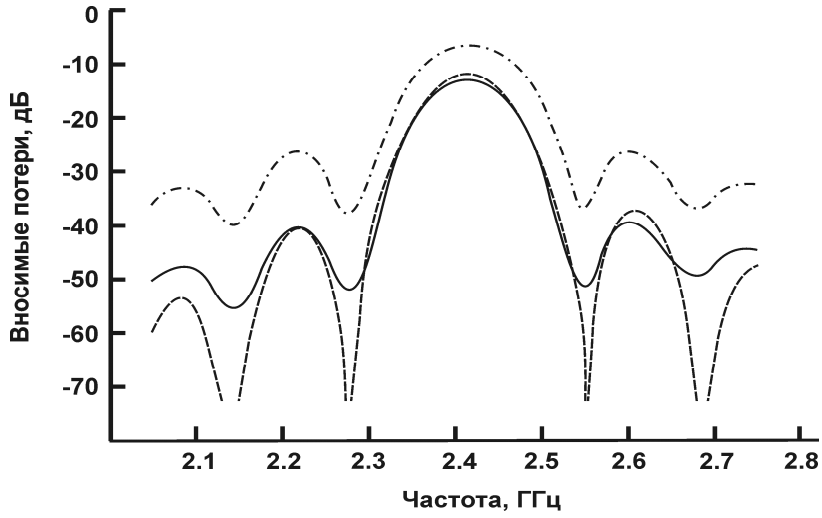


Рис. 4. Сравнение экспериментальных АЧХ фильтра на основе $LiNbO_3$, ненастроенного (сплошная кривая), настроенного катушкой индуктивности (штрихпунктирная кривая) и АЧХ, посчитанной модифицированным квазиполевым методом расчета (штриховая кривая)

По сравнению с квазиполевым методом [8], новый модифицированный квазиполевой метод расчета характеристик ВШП не имеет феноменологического параметра, поэтому позволяет рассчитывать характеристики встречно-штыревых преобразователей поверхностных акустических волн и не требует сравнения с экспериментом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yatsuda H. Design Techniques for SAW Filter Using Slanted Finger Interdigital Transducers // IEEE Trans. on UFFC. — 1997. Vol. 44, № 2. — P. 453-459.
2. Hachigo A. 10 GHz Narrow Band SAW Filters Using Diamond / A. Hachigo, H. Nakahata, K. Itakura, S. Fujii, S. Shikata // in Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. — 1999. — P. 325-328.
3. Kirsch P. 5 GHz SAW Devices Based on AlN/Diamond Layered Structure / P. Kirsch, M. B. Assouar, O. Elmazria, P. Alnot // in Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. — 2006. — P. 2293-2296.
4. Iriarte G. F. SAW COM Parameter Extraction in AlN/Diamond Layered Structures / G. F. Iriarte, F. Engelmark, I. V. Katardjiev, V. Plessky // IEEE Trans. UFFC. — 2003. Vol. 50, № 11. — P. 1542-1547.
5. Kawano S. Improved Characteristic of Diamond SAW Resonators / S. Kawano, T. Umeda, S. Fujii // in Proc. 29th Ultrasonic Electronics. — 2007. — P. 259-260.
6. Lehtonen S. SPUDT Filters for the 2.45 GHz ISM Band / S. Lehtonen, V. P. Plessky, C. S. Hartmann, M. M. Salomaa // IEEE Trans. on UFFC. — 2004. Vol. 51, № 12. — P. 1697-1703.
7. Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990. — 416 с.
8. Сучков С.Г. Квазиполевая эквивалентная схема встречно-штыревого преобразователя поверхностных акустических волн / С. Г. Сучков, Д. С. Сучков, Д. С. Чайковский // Радиотехника и электроника. — 2007. Т. 52, № 2. — с. 251-254.
9. Казачкова Т.И., Лазерсон А.Г., Сучков С.Г. Численный анализ распространения поверхностных акустических волн в пьезокристаллах / Т.И. Казачкова, А.Г. Лазерсон, С.Г. Сучков //Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1979. вып. 6. — с. 712-718.
10. Иоссель Ю.Я., Коганов Э.С., Струнский М.Г. Расчет электрической емкости ; Л.: Энергоиздат. Ленинградское отд., 1981. — 288 с.

11.Мэтьюз Г. Фильтры на поверхностных акустических волнах. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1981. — 472 с. назад к содержанию

МАГНИТОУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СОСТАВНОМ АКУСТИЧЕСКОМ СВЧ-РЕЗОНАТОРЕ, СОРДЕРЖАЩЕМ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ

Ползикова Н.И. , Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Лузанов В.А., Раевский А.О.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

E-mail: polz@cplire.ru

В работе теоретически показано и экспериментально продемонстрировано, что в составной резонаторной структуре с ферромагнитными и пьезоэлектрическими пленками магнитные колебания могут возбуждаться и детектироваться непосредственно при помощи электроакустического преобразователя объемных акустических волн. «Немагнитное» возбуждение неоднородного ферромагнитного резонанса происходит на частотах, близких к частотам магнитоупругого резонанса в магнетике, и проявляется как резонансная по магнитному полю перестройка частот многомодового резонатора. Впервые экспериментально наблюдалась перестройка частот резонатора с пленками ZnO и ЖИГ во всем межмодовом интервале, который составляет ± 3.6 МГц. Наблюдавшийся эффект представляет интерес для: а) практического применения в перестраиваемых частотозадающих элементах и СВЧ-фильтрах, б) изучения магнитной динамики в ферромагнитных пленках, в) новых применений СВЧ акустических резонаторов, например для создания акустической спиновой накачки в гибридных структурах.

ВВЕДЕНИЕ

Слоистые магнитоэлектрические структуры, содержащие магнитные и пьезоэлектрические (или ферроэлектрические) слои привлекают большое внимание в связи с перспективностью их применения в элементах памяти, спинтронике, перестраиваемых при помощи внешних полей СВЧ устройствах. Магнитоэлектрическое взаимодействие между ферромагнитной (ФМ) и ферроэлектрической (ФЭ) подсистемами, может быть обусловлено рядом механизмов. Для волновых процессов в СВЧ-диапазоне один из основных механизмов взаимодействия между электрическими полями и намагниченностью реализуется через упругую подсистему благодаря пьезоэффекту и магнитострикции (или магнитоупругости) в отдельных контактирующих слоях. В последнее время несколькими группами было продемонстрировано влияние внешних электрического и магнитного полей на частоты СВЧ магнитных колебаний, в структурах, состоящих из пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложках из галий – гадолиниевого граната (ГГГ) и сегнетоэлектрической керамики, на основе чего были предложены фильтры, фазовращатели, резонаторы с электрической и магнитной перестройкой частоты [1-5]. В этих и ряде других работ за счет переменного магнитного поля, создаваемого, например, микрополосковыми линиями передач, в ферромагнитной пленке возбуждаются магнитные колебания, в то время как ферроэлектрическая подсистема является управляющим элементом.

В отличие от магнитных СВЧ-устройств, в которых рабочие (резонансные) частоты определяются внешним магнитным полем, частоты акустических СВЧ-резонаторов и фильтров задаются, как правило, размерами преобразователей и геометрическими параметрами звукопровода. Задача управления частотой акустических резонаторов и фильтров на их основе весьма важна, но достаточно трудна в реализации [6-8]. В составном СВЧ-резонаторе объемных акустических волн (ОАВ) с

ферромагнитными пленками возможно осуществлять перестройку частоты за счет магнитного поля. [9, 10]. Пьезоэлектрический слой в данном случае служит в качестве возбуждающей и детектирующей подсистемы СВЧ-колебаний (в магнитных слоях связанных магнитоупругих волн), а магнитная подсистема является управляющим элементом для частот акустического резонатора. Кроме того, такие резонаторные структуры могут быть использованы для исследования магнитных, упругих, магнитоупругих, ферроэлектрических и других свойств тонких слоев и пленок, а также для электроакустического возбуждения и детектирования спиновой динамики (без применения высокочастотных магнитных полей) в магнитных пленках. В настоящее время после долгого перерыва последний аспект привлекает большой интерес в связи с изучением акустической спиновой накачки в гибридных пьезоэлектрических/ферромагнитных / металлических структурах [11].

Отметим, что магнитоупругие взаимодействия в пленках ЖИГ на подложке из ГГГ исследовались с 70-х годов прошлого века, как при условиях возбуждения магнитной прецессии, так и при возбуждении акустических волн различными пьезоэлектрическими преобразователями. При этом изучалось в основном планарное распространение волн в плоскости структуры. Магнитоупругие взаимодействия в резонаторах ОАВ с ферромагнитными и пьезоэлектрическими пленками помимо работ нашей группы [12-14] практически не исследовались. Наиболее близкими к теме настоящего исследования являются работы, в которых наблюдалась перестройка частоты резонатора на основе пластины ЖИГ (см., например, [15]).

ТЕОРИЯ

В настоящей работе исследуется составная резонаторная структура для ОАВ высоких гармоник (HBAR – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator). Структура резонатора, приведенная на Рис.1а, содержит ферромагнитные пленки ЖИГ (3,4) на подложке (5) из ГГГ. Пленки ЖИГ намагничены до насыщения M_0 во внешнем магнитном поле H_0, приложенном в плоскости структуры (Рис.1б). На одной из плоскостей структуры находится тонкопленочный преобразователь из пьезоэлектрика ZnO (1) с двумя пленочными электродами из Al (2), который служит для возбуждения и приема поперечных ОАВ, распространяющихся перпендикулярно слоям.

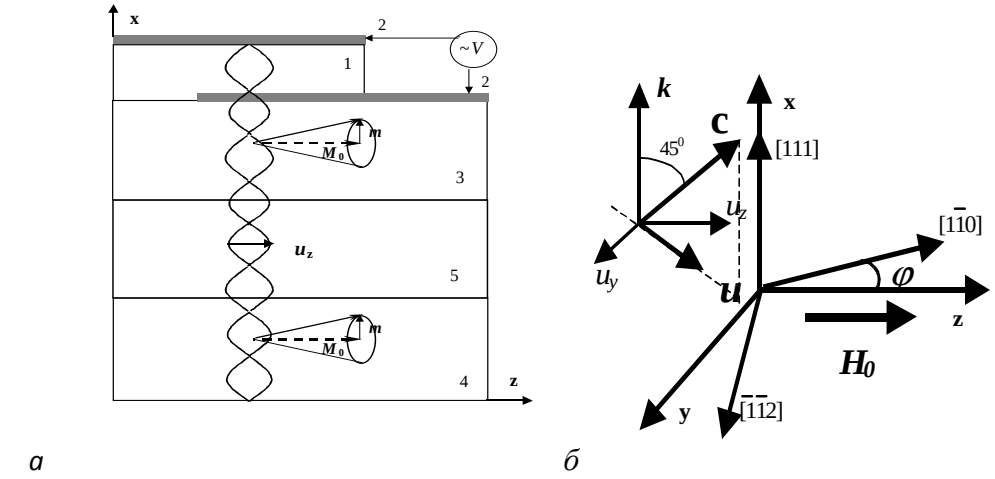
Вследствие магнитоупругого взаимодействия в слоях ЖИГ возбуждаются магнитные колебания. Из-за обратного влияния возбужденных магнитных колебаний на акустическую подсистему возможно их непосредственное детектирование с помощью электроакустического преобразователя. Наиболее сильно эффект взаимодействия должен проявляться в условиях магнитоупругого резонанса (МУР), частоты которого определяются величиной внешнего магнитного поля. Как было показано ранее в работах [10, 13], связь ОАВ с магнитными колебаниями можно определить по изменению частотной зависимости входного электрического импеданса Z_e пьезоэлектрического преобразователя под действием магнитного поля. Поскольку экспериментальные структуры содержат эпитаксиальные пленки ЖИГ, выращенные на подложках из ГГГ, которые, как правило, ориентированы с направлением нормали <111>, то далее мы используем полученные в [10, 13] формулы с учетом влияния магнитоупругой анизотропии для данной ориентации.

Преобразование выражения для плотности магнитоупругой энергии от кристаллографической системы координат к декартовой системе (*xyz*), показанной на Рис1б, *дает*

$$W_{ME} = B_2' u_{xz} \alpha_z \alpha_x + B_1' (u_{xz} \cos 3\varphi + u_{xy} \sin 3\varphi) \alpha_y \alpha_z . \qquad (1)$$

Здесь φ - угол между направлением магнитного поля и лежащей в плоскости пленки кристаллографической осью $[1\bar{1}0]$, $\alpha_i = M_i / M_0$, M_i - компоненты вектора

намагниченности, который в линейном приближении имеет вид $\vec{M} = (m_x, m_y, M_0)$, $B_1' = \sqrt{2}(B_2 - B_1)/3$, $B_2' = (B_2 + 2B_1)/3$, $B_{1,2}$ – магнитоупругие константы кубического кристалла, которым является ЖИГ, u_{ij} - компоненты тензора деформации.



а *б*

*Рис. 1. Схема резонатора (а) и направление основных векторов (б) : 1-пленка ZnO толщиной l =3мкм, 2 –электроды из Al толщиной 100nm с диаметрами в области перекрытия 200мкм, 3, 4- эпитаксиальные пленки ЖИГ с толщинами s= 40 мкм, 5-монокристаллическая подложка из ГГГ толщиной d=420мкм. Пьезоэлектрическая ось **c**- составляет угол 40^o-45^o относительно нормали к плоскостям структуры*

Уравнение (1) записано в квадратичном приближении по малым отклонениям, что необходимо для получения линейных уравнений: уравнения движения упругой среды и уравнения Ландау-Лифшица для прецессии вектора намагниченности. Как следует из (1), в рассматриваемой геометрии задачи продольные ОАВ не взаимодействуют с магнитной подсистемой при любом направлении магнитного поля в плоскости пленки. В предположении, что все переменные зависят от координат и времени, как $\exp[i(kx - \omega t)]$, где k и ω - волновое число и частота волны, можно получить связанную систему уравнений для поперечных компонент упругого смещения u_y, u_z и переменной намагниченности $\vec{m} = (m_x, m_y)$ в виде:

$$(\omega^2 - k^2V^2)u_z = i\frac{k}{\rho M_0}(B_2' m_x + B_1' \cos 3\varphi m_y), \quad (\omega^2 - k^2V^2)u_y = i\frac{k}{\rho M_0} B_1' \sin 3\varphi m_y, \quad (2)$$

$$i\omega m_y = -(\omega_H + \omega_m)m_x + i\gamma k B_2' u_z, \quad i\omega m_x = \omega_H m_y - i\gamma k B_1'(\cos 3\varphi u_z + \sin 3\varphi u_y). \quad (3)$$

Здесь $V = \sqrt{C/\rho}$ - фазовая скорость поперечной ОАВ в среде с плотность ρ и эффективным упругим модулем $C = (4C_{44} + C_{11} - C_{12})/3$ для направления распространения [111], $\omega_0^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_m)$, $\omega_H = \gamma(H + Dk^2)$, $\omega_m = \gamma 4\pi M_0$, $H = H_0 + H_d + H_a$ – постоянные составляющие эффективного магнитного поля, H_d, H_a – поля размагничивания и анизотропии, D – обменная константа, γ – гиромагнитное отношение. Отметим, что связь между двумя поперечными компонентами смещения возникает только благодаря магнитоупругости и зависит от угла φ. В первом приближении можно пренебречь этой связью и получить из уравнений (2),(3) два независимых дисперсионных уравнения для двух поляризаций в виде:

$$(\omega^2 - k^2V^2)(\omega^2 - \omega_0^2) - \xi_{z,y}\omega_H\omega_M k^2V^2 = 0, \quad (4)$$

где $\xi_{z,y} = b_{z,y}^2/(4\pi CM_0^2)$ - безразмерные константы магнитоупругого взаимодействия, $b_z^2 = B'^2_2 + B'^2_1 \cos^2 3\varphi$ $(1+\omega_M/\omega_H)$, $b_y = B'_1 \sin 3\varphi$. Таким образом, при возбуждении магнитных колебаний за счет магнитострикции происходит перестройка законов дисперсии для волн обеих поляризаций. В точке пересечения дисперсионных кривых невзаимодействующих акустической и спиновой волн ($\omega_c = \omega_0$, $k_c = \omega_0/V$), т.е. когда имеет место фазовый синхронизм, возникает МУР. При этом поперечная акустическая мода с поляризацией u_z всегда взаимодействует с магнитными колебаниями при любом направлении магнитного поля в плоскости пленки. Для типичных значений констант ЖИГ ($B_2 = 6.96\times10^6$ эрг/см^3, $B_1 = B_2/2$) эффективная константа взаимодействия b_z изменяется с периодом 60^0 в диапазоне от 6×10^6 эрг/см^3 (при $\omega_M/\omega_H \sim 4$) до $B'_1 \sim 4.64\times10^6$ эрг/см^3. Для волны с поляризацией u_y эффективная константа оказывается значительно меньшей и изменяется в диапазоне 0 до $B'_1 = 1.64\times10^6$ эрг/см^3.

Из уравнения (4) можно получить приближенное выражение для зависимости волнового числа от магнитного поля $k(H) \approx (\omega/V)[1-0.5\xi_{z,y}\omega_M\omega_H/(\omega^2-\omega_0^2)]$. Таким образом, в магнитных слоях (i = 3,4) фазовые набеги зависят от магнитного поля $\theta^{(3,4)} = k^{(3,4)}(H)\cdot s$. Следовательно, для частот лежащих ниже точки пересечения законов дисперсии, набег фаз в магнитном поле возрастает ($\Delta k^{(3,4)} > 0$), в то время как для частот лежащих выше точки пересечения он уменьшается ($\Delta k^{(3,4)} < 0$). Это приводит к изменению фазовых соотношений для всей структуры. Для сдвига резонансной частоты с номером n можно получить следующее приближенное выражение

$$\Delta\omega_n(H) = \omega_n(H) - \omega_n(0) \approx \omega_n(0)\cdot(s/D_{tot})\cdot\xi\omega_M\omega_H/(\omega_n(0)^2-\omega_0^2), \qquad (5)$$

где D_{tot} - полная толщина структуры. На Рис.2 представлена в произвольных единицах величина изменения резонансной частоты в зависимости от частоты и приложенного магнитного поля.

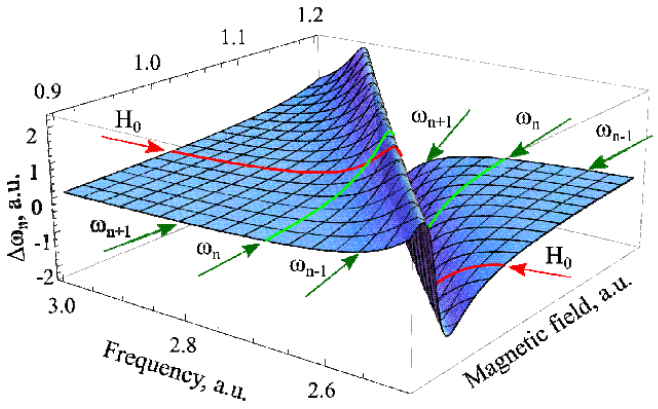


Рис. 2. Сдвиг резонансной частоты $\Delta\omega_n$ (ω, H) (в относительных единицах) в зависимости от положения резонанса в частотной области ω и от величины приложенного магнитного поля H. Зеленая линия показывает сдвиг частоты n-го резонанса в зависимости от магнитного поля, красная линия – в зависимости от частот резонансов при заданном магнит ном поле H_0

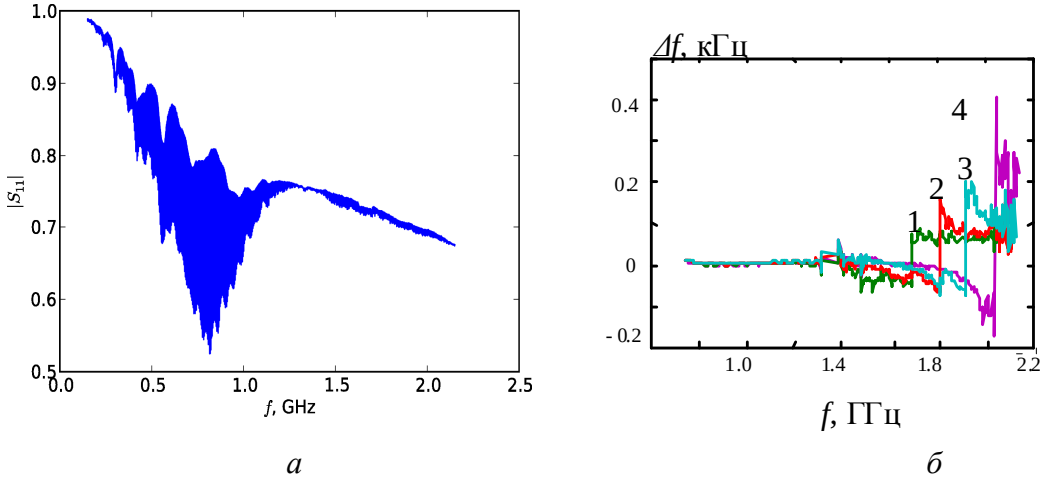
Для более строгого расчета входного электрического импеданса Z_e пьезоэлектрического преобразователя HBAR далее можно воспользоваться формулами, полученными в работах [10, 13], учитывая магнитоупругую анизотропию через введение эффективной константы связи в уравнении для связанных волн (4).

ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы составных многочастотных резонаторов ОАВ (HBAR) для экспериментальных исследований (см. Рис.1а) были изготовлены на основе готовых структур, состоящих из монокристаллических подложек из ГГГ, на которых с двух сторон методом жидкофазной эпитаксии были выращены пленки ЖИГ. На одну из поверхностей структур наносились тонкопленочные преобразователи. Толщины слоев приведены в подписи к Рис.1. Для возбуждения поперечных ОАВ пленки ZnO наносились методом магнетронного распыления с осью текстуры ***c***, составляющей угол 40°- 45° с нормалью к плоскости пленки (Рис.1б).

Измерения проводились при помощи калиброванного микроволнового щупа, соединенного с анализатором цепей Agilent. Спектры отражения S_{11} составного акустического резонатора измерялись в широком диапазоне частот от 0.5 до 4 ГГц в касательных к пленке внешних магнитных полях от 0 до 1 кЭ. На Рис.3а представлена частотная зависимость величины $|S_{11}|$, построенная по более чем миллиону снятых точек в нулевом магнитном поле. Закрашенная область на рисунке соответствует плотному ряду квазиэквидистантно расположенных резонансов. Их число варьируется от 200 до 600. Межмодовое расстояние в данном случае равно 3,6 МГц. Ряд аналогичных сканов величины $|S_{11}|$ был записан ряд при различных величинах внешних магнитных полей. В полуавтоматическом режиме были найдены частоты каждого отдельного резонанса и их изменение по отношению к частоте резонанса в нулевом магнитном поле. В результате были получены квазинепрерывные частотные зависимости сдвига резонансной частот при различных магнитных полях (Рис.3б). Поведение каждой кривой на Рис.3б качественно согласуется с поведением красной кривой на Рис.2. А именно, при заданном значении магнитного поля происходит изменение тех резонансных частот, которые близки к частотам ФМР $f_0(H) = \omega_0(H)/(2\pi) \approx f$, а величина скачков резонансных частот увеличивается с ростом частоты.

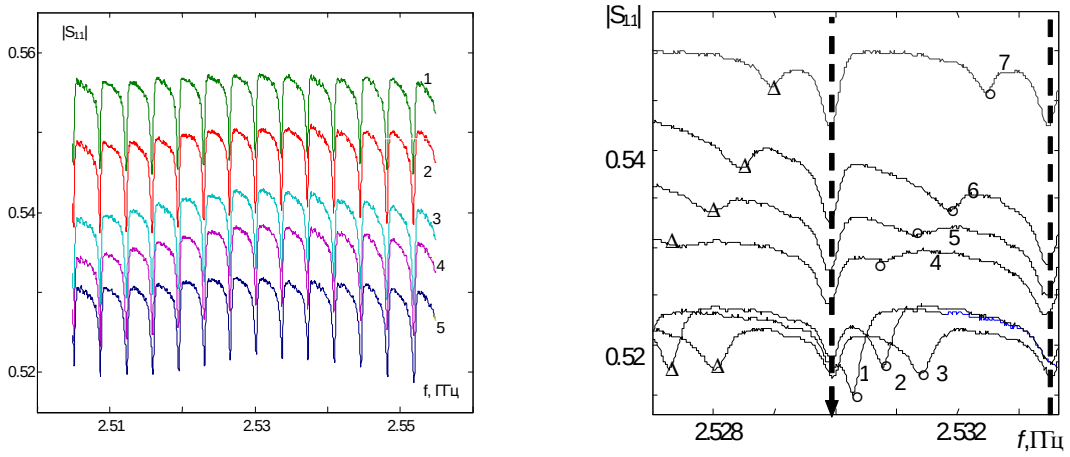
Для наблюдения более эффективной перестройки частот HBAR были проведены измерения величины S_{11} вблизи частоты 2.5 ГГц, соответствующей третьей гармонике пьезоэлектрического преобразователя.



а *б*

Рис. 3. Частотные зависимости: (а) - модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ вблизи первой гармоники пьезопреобразователя при H_0=0 ; (б) - сдвига частот резонансов $\Delta f_n(f) = f_n(f,H_0) - f_n(f,0)$ при различных магнитных полях H_0 (1 — 187 Э, 2 – 215 Э, 3 – 246 Э, 4 – 290 Э)

В данном диапазоне частот и в магнитных полях $100<H_0<340$ Э частотный спектр резонатора представляет собой серию одиночных резонансов (минимумов в $|S_{11}|$), практически эквидистантно расположенных по частоте, как показано на Рис.4а. С увеличением поля положения резонансов медленно сдвигаются в сторону больших частот, как и следует из соотношения (5). Картина существенно меняется в полях, соответствующих частотам ФМР $f_0(H) \approx f$, близким к рассматриваемому диапазону частот. На Рис.4б показан фрагмент частотной зависимости $|S_{11}(f)|$ для двух соседних резонансов f_n, f_{n+1} при нескольких величинах магнитных полей от 338 Э до 397 Э. При увеличении магнитного поля от 338 Э резонансы начинают искажаться и раздваиваться. Это расщепление резонанса объясняется снятием вырождения по скоростям поперечных волн в ЖИГ с различными поляризациями относительно направления магнитного поля: перпендикулярной («немагнитоактивной») и параллельной («магнитоактивной»). Один из минимумов практически не меняет своего положения при дальнейшем увеличении магнитного поля (пунктирные линии на Рис.4.б), в то время как положение второго резонанса смещается при изменении магнитного поля во всем диапазоне межмодового расстояния. При увеличении магнитного поля >400 Э резонансы для мод с различными поляризациями сливаются, и частотный спектр становится аналогичен спектру в полях до 340 Э.



а *б*

Рис. 4. Частотные зависимости модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ при различных величинах магнитных полей: (а) –для серии резонансов вдали от МУР, где кривые 1-5 соответствуют полям H_0 (187, 222, 291, 305, 322 Э); (б) - в области одного из резонансов вблизи МУР, где кривые 1-7 соответствуют полям H_0 (347, 364, 367, 376, 378, 385, 387 Э). Пунктирные линии показывают положения двух соседних резонансов f_n, $f_{n\pm1}$ при магнитных полях вне области МУР. Стрелка указывает положение резонанса вблизи частоты f_n = 2.530 ГГц

На Рис.5 показаны зависимости частот трех соседних «магнитоактивных» резонансов f_n, $f_{n\pm1}$ вблизи частоты 2.5 ГГц в зависимости от магнитного поля. Экспериментальные данные отмечены треугольниками, сплошные кривые представляют результаты расчета по формула, приведенным работах [10, 13]. Для лучшего соответствия результатов теории и эксперимента магнитоупругая константа была выбрана равной $b_{ef} = 6.2\times10^6$ эрг/см^3. Эта величина близка к максимальному значению эффективной магнитоупругой константы для поперечной ОАВ с вектором поляризации, коллинеарным направлению магнитного поля, которая была оценена выше, как 6×10^6 эрг/см^3. Следует отметить, что в области МУР частота каждой

гармоники расщепляется на две ветви гиперболического типа, как следует и из приближенной формулы (5). На Рис.5, в выделенной пунктиром области для частоты f_n, на эти ветви ложатся экспериментальные данные, отмеченные темными треугольниками. Кроме этих резонансов в эту же область попадают «хвосты» аналогичных гиперболических ветвей от соседних резонансов: продолжение нижней ветви от перестроенного резонанса с номером $n+1$ (красная линия) и верхняя ветвь от резонанса с номером $n-1$. Экспериментальные точки, соответствующие этим резонансам отмечены светлыми треугольниками. Таким образом, в данной структуре впервые наблюдалась перестройка резонансных частот HBAR во всем межмодовом интервале. Причем, вблизи МУР перестройка каждого резонанса продолжается и в интервале, попадающем в область соседнего резонанса. Очевидно, что количество дополнительных ветвей от соседних резонансов ограничено величиной затухания.

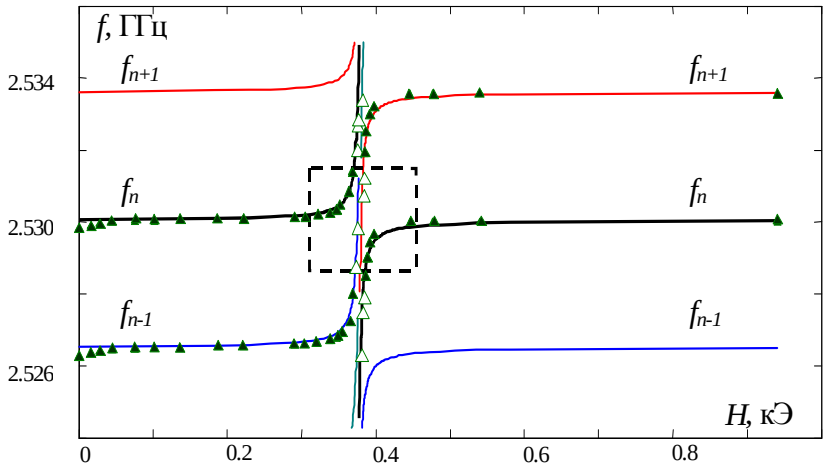


Рис. 5. Зависимость частот трех соседних резонансов fn, fn±1 от магнитного поля в районе частоты. Сплошные лини – результаты расчета с эффективной магнитоупругой константой $b_{ef} = 6.2\times10^6$ эрг/см^3 , треугольники – экспериментальные данные

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые экспериментально продемонстрировано, что в составном резонаторе ОАВ, содержащем эпитаксиальные пленки ЖИГ на подложке из ГГГ и пьезоэлектрический пленочный преобразователь из ZnO, происходит перестройка резонансных частот под действием магнитного поля во всем межмодовом интервале, составляющем 3.6 МГц. Изменение частоты отдельного резонанса f_n может превышать эту величину, что приводит к появлению дополнительных менее добротных резонансных особенностей в области соседних резонансов. Экспериментальные магнитополевые зависимости резонансных частот находятся в хорошем соответствии с расчетами, учитывающими магнитоупругой анизотропию. Раздвоение резонансов структуры на магнито- и немагнитоактивные в полях, соответствующих магнитоупругому резонансу в пленке ЖИГ, происходит вследствие разориентации направлений магнитного поля и поляризации поперечной волны, определяющейся проекцией пьезоэлектрической оси на плоскость пленки ZnO. Заметим, что продольные ОАВ, которые также возбуждались в структуре в некоторой области частот, не испытывали влияния магнитного поля, что следует из характерной симметрии магнитоупругого тензора и выбранной геометрии полей. Магнитоактивная мода представляет собой поперечную ОАВ с вектором поляризации, коллинеарным направлению поля.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами: РФФИ (№13-07-01006 а, №13-07-12416 офи-м) и Президента РФ НШ-4841.2014.9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Устинов А.Б., Фетисов Ю.К., Srinivasan G. Планарный феррит-пьезоэлектрический сверхвысокочастотный резонатор с электрической и магнитной перестройкой частоты// Письма в ЖТФ. — 2008. —Т. 34, №14. —С.16-24.
2. Bichurin M. I., Petrov V. M., Ryabkov O. V., Averkin S. V., Srinivasan G. Theory of magnetoelectric effects at magnetoacoustic resonance in single-crystal ferromagnetic-ferroelectric heterostructures.// Phys.Rev. B. — 2005. — V.72, № 6. — P. 060408-(1 – 4).
3. Zhu Yun, Qiu Gang, Tsai Ch. S. A magnetically- and electrically-tunable microwave phase shifter using yttrium iron garnet/gadolinium gallium garnet thin film // J.Appl.Phys. — 2012. — V.111, — P. 07A502-(1-3) .
4. Попов М.А., Зависляк И.В. Механизм электрической перестройки частоты в композитных резонаторах на основе эпитаксиальных ферритовых пленок// Письма в ЖТФ. — 2012. — Т.38, №18. — С. 87-94.
5. Nikitin A. A., Ustinov A. B., Semenov A.A., Kalinikos B. A., Lähderanta E. All-thin-film multilayered multiferroic structures with a slot-line for spin-electromagnetic wave devices // Appl.Phys.Lett. — 2014. — V.104, — P. 093513.
6. Sun N. X., Kalkur Th. S, Sbrockey N. M., Subramanyam G., M. Cole W. et al . Challenges and opportunities for multi-functional oxide thin films for voltage tunable radio frequency/microwave components //J. Appl. Phys. — 2013. — V. 114, — P.191301 (1-35).
7. Noeth A., Yamada T., Muralt P., Tagantsev A. K., Setter N. Tunable thin film Bulk Acoustic Wave Resonator based on Ba_xSr_{1-x} TiO_3 thin film // IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. — 2010. — V. 57, №2. — P. 379-385.
8. Vorobiev A., Gevorgian S., Martirosyan N., Löffler M., Olsson E. Intrinsically tunable $0.67BiFeO_3$-$0.33BaTiO_3$ thin film bulk acoustic wave resonators // Appl.Phys.Lett. — 2012. — V. 101. P.232903.
9. Polzikova N. I., Mansfeld G. D. Magnetoelastic interaction in the bulk acoustic wave composite resonator with ferrite layer//, IEEE Int. Ultrasonic Symp.Proceed. Sendai, Japan, V.1. P. 967-970, Oct. 1998.
10. Ползикова Н.И., Раевский А.О., Горемыкина А. С. Расчет спектральных характеристик акустического резонатора, содержащего слоистую мультифер-роидную структуру // РЭ — — 2013. — Т.58, №1. — С.97-104.
11. Uchida K., Adachi H., An T., Ota T., Toda M., Hillebrands B., Maekawa S., Saitoh E. Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping // Nature Mater. — 2011. — V. 10. — P. 737-741.
12. Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A. Acoustically Driven Magnetic Excitations in BAW Resonators with Magnetic Layers // IEEE Int. Ultrasonics Symp. P. 216-219, Prague,Cz.Repub, July 2013.
13. Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A., Fetisov Yu. Magnetic field tunable acoustic resonator with ferromagnetic - ferroelectric layered structure // J. Appl.Phys.— 2013.— V.10. — P.17C704(1-3).
14. Alekseev S.G., Polzikova N.I., Kotelyanskii I.M., Fetisov Yu.K. //Tunable HBAR based on magnetoelectric YIG/ZnO structure // Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp., P.2481-2484, Oct. 2012.
15. Salvo H.L.Jr., Moore R.A., Adam J.D., McAvoy B.R. Properties of Tunable YIG Hbars// Proc. IEEE Ultrasonic Symp.P.337-340, 1987.

назад к содержанию

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Зайцев Б.Д.[1)], Шихабудинов А.М.[1)], Теплых А.А.[1)], Кузнецова И.Е.[2)]

[1)] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов,
[2)] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,Москва

E-mail: zai-boris@yandex.ru

В последние годы в связи с разработкой различных акустоэлектрических датчиков исследователи стали обращать особое внимание на пьезоэлектрические резонаторы с поперечным электрическим полем. В работе рассматриваются их возможности для анализа свойств жидкости и для измерения микроперемещений. В литературе возможности этих резонаторов для создания жидкостных датчиков продемонстрированы достаточно убедительно. Традиционно исследовалось изменение резонансной частоты от вязкости и проводимости контактирующей жидкости. Однако вариации резонансной частоты при изменении свойств жидкости в широких пределах оказались очень незначительными. Например, максимальное изменение резонансной частоты составляет всего 1-2% при изменении вязкости от 1 до 10000 мПА×с и проводимости в пределах 100 -10000 мкС/см. Однако, если в качестве информационного параметра взять модуль электрического импеданса или адмиттанса на фиксированной частоте вблизи резонанса, то чувствительность датчика можно существенно повысить. Изменение указанного параметра может достигать 30% и 70% при изменении вязкости и проводимости в указанных выше пределах. Второе применение основано на том факте, что электрическое поле резонатора проникает за пределы пьезоэлектрической пластины. Были проведены эксперименты по изучению влияния зазора между свободной стороной резонатора и электрически проводящей или диэлектрической пластиной на частоты параллельного и последовательного резонансов. Показано, что на этой основе возможно создание измерителей микроперемещений с температурной компенсацией, которые могут быть использованы для непрерывного контроля деформаций и раскрытия трещин различных конструкций, элементов мостов и зданий, а также для измерения небольших перемещений двух объектов относительно друг друга. Оказалось, что частота параллельного резонанса однозначно связана с шириной зазора в пределах 0 -300 мкм при использовании проводящей пластины. Частота последовательного резонанса от зазора не зависит, но зависит от температуры. Таким образом, частота последовательного резонанса позволяет определить температуру и сделать необходимые корректировки. Если вместо проводящей пластины использовать диэлектрическую пластину, например из поликора, то диапазон измеряемых зазоров увеличивается до 0 – 2.5 мм. При этом частота последовательного резонанса также зависит только от температуры. Следовательно, меняя материал пластины, можно менять диапазон изменения ширины зазора.

I. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении 20-30 лет исследователи постоянно уделяют особое внимание разработке и совершенствованию акустоэлектрических датчиков для изучения свойств различных жидкостей, включая биологические. Показано, что используя традиционные резонаторы на объемных акустических волнах с продольным электрическим полем можно измерять не только вязкость, но и проводимость жидкости [1]. Продемонстрированы также возможности акустических волн в пьезоэлектрических пластинах нулевого [2, 3] и высших порядков [4, 5], скорость и затухание которых зависят от вязкости и проводимости жидкости. Но особое внимание разработчиков жидкостных датчиков привлекают пьезоэлектрические резонаторы с поперечным электрическим полем, возможности которых качестве жидкостных сенсоров были показаны в [6-12]. Исследовалось влияние вязкой, диэлектрической и проводящей жидкостей на характеристики таких резонаторов. В качестве информационного параметра, зависящего от вязкости и проводимости жидкости, была выбрана резонансная частота. Однако вариации резонансной частоты при изменении свойств жидкости в широких пределах оказались очень незначительными. Например, максимальное изменение резонансной частоты составляет всего 1-2% при изменении

вязкости от 1 до 10000 мПА×с и проводимости в пределах 100 -10000 мкС/см. Кроме того, в [13] было показано, что при контакте резонатора даже с невязкой и непроводящей жидкостью частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса вблизи резонанса могут оказаться сильно размытыми, что затрудняет точное определение резонансной частоты. Таким образом, резонансная частота является не совсем удобным информационным параметром для измерения свойств жидкости. В данной работе на основе резонатора с поперечным возбуждающим электрическим полем и с простейшей геометрией электродов, нанесенных на пластину ниобата лития X-среза, разработан жидкостной датчик и продемонстрированы его возможности на примере проводящей и вязкой жидкостей. Для подавления нежелательных колебаний использовалось нанесение поглощающего покрытия на определенную область резонатора [14 - 16**].** Показано, что для определения вязкости и проводимости жидкостей более удобным информативным параметром является модуль импеданса или адмиттанса резонатора на фиксированной частоте вблизи резонанса.

Второе применение основано на том факте, что электрическое поле резонатора проникает за пределы пьезоэлектрической пластины. Были проведены эксперименты по изучению влияния зазора между свободной стороной резонатора и электрически проводящей или диэлектрической пластиной на частоты параллельного и последовательного резонансов. Показано, что на этой основе возможно создание измерителей микроперемещений с температурной компенсацией, которые могут быть использованы для непрерывного контроля деформаций и раскрытия трещин различных конструкций, элементов мостов и зданий, а также для измерения небольших перемещений двух объектов относительно друг друга. Оказалось, что частота параллельного резонанса однозначно связана с шириной зазора при использовании проводящей или диэлектрической пластины. Частота последовательного резонанса от зазора не зависит, но зависит от температуры. Таким образом, частота последовательного резонанса позволяет определить температуру и сделать необходимые корректировки. Показано, что меняя материал пластины, можно изменять диапазон измерения ширины зазора.

II. КОНСТРУКЦИИ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ

В работе рассматривались жидкостные датчики и измерители микроперемещений на основе резонаторов с поперечным возбуждающим электрическим полем. На рис.1а представлена схема датчика, состоящего из резонатора и жидкостной ячейки, аналог которого использовался в биологических экспериментах [13]. Резонатор представлял собой пьезоэлектрическую пластину ниобата лития X-среза толщиной 510 мкм, на одной стороне которого располагались два прямоугольных электрода с размерами 5×10 мм^2 [13]. Эти электроды, состоящие из слоев хрома и серебра с толщинами 30 и 200 нм, были нанесены в вакууме через соответствующую маску. Зазор между электродами был равен 2 мм. Ориентация электродов выбиралась так, что поперечные компоненты поля были параллельны оси Y. Пространство вокруг электродов и часть электродов покрывались тонким слоем специального быстросохнущего лака толщиной ~ 200 мкм [14 - 16] для демпфирования паразитных колебаний и повышения добротности резонатора. Оптимальная ширина области демпфирования на электродах в соответствие с [16] составила примерно 2 мм. Присутствие жидкостной ячейки объемом порядка 1 мл никак не влияло на характеристики резонатора, поскольку ее поперечные размеры существенно превосходили область электродов. Ранее было показано, что при такой ориентации пластины и электродов устойчивый резонанс получается на продольной акустической волне, распространяющейся вдоль оси X. На рис.1б показан датчик для измерения

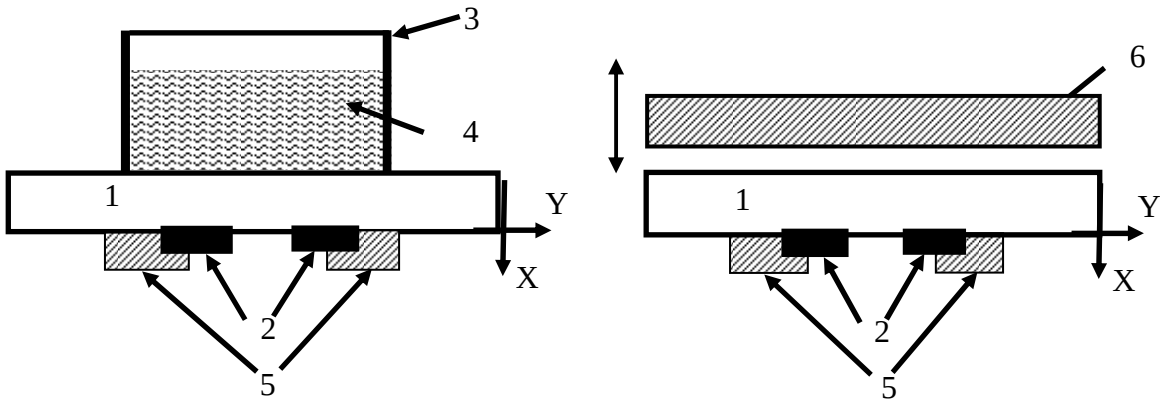


Рис. 1. Измеритель параметров жидкости (слева) и микроперемещений (справа): 1-пластина из ниобата лития, 2-электроды, 3-жидкостной контейнер, 4-жидкость, 5-поглощающее покрытие, 6-диэлектрическая или проводящая пластина

микроперемещений. Его основу составлял точно такой же, как и в предыдущем случае, резонатор с поперечным электрическим полем. Над свободной стороной резонатора помещалась проводящая или диэлектрическая пластина, которая могла перемещаться в вертикальном направлении с помощью специального прецизионного механизма. Точность обеспечения зазора между резонатором и пластиной составляла 10 мкм.

III. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Были исследованы характеристики резонатора при контакте с проводящей жидкостью, представляющей собой раствор хлористого натрия в дистиллированной воде. Путем изменения концентрации хлористого натрия проводимость менялась от 2 до 10000 мкС/см. Измерение проводимости используемых образцов жидкости проводилось многопозиционным кондуктометром HI8733N (компании HANNA Instruments). Были проанализированы измеренные частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса и его модуля для нагруженного резонатора при различных значениях проводимости жидкости. Анализировались также аналогичные частотные зависимости для электрического адмиттанса. Анализ этих зависимостей показал, что в присутствии жидкости резонансные кривые существенно расширяются, причем степень расширения увеличивается с ростом проводимости, что затрудняет точное определение резонансной частоты. Однако было установлено, что во всем измеряемом диапазоне частот модуль импеданса/адмиттанса монотонно уменьшается/увеличивается с ростом проводимости раствора. Таким образом, оказалось, что наиболее информативным параметром при измерении проводимости жидкости является модуль импеданса или адмиттанса на фиксированной частоте вблизи резонанса. Это подтверждается рис. 2, на котором показаны зависимости модуля импеданса (а) и адмиттанса (б) от проводимости раствора для частоты 6.5 МГц. Видно, что с ростом проводимости модуль импеданса монотонно уменьшается от 4.8 до 1.2 кОм (75%). Что касается модуля адмиттанса, он увеличивается в пределах 0.224 - 0.8 мС (72%) при увеличении проводимости в тех же пределах. Таким образом, изменение проводимости однозначно влияет на изменение модуля электрического импеданса или адмиттанса.

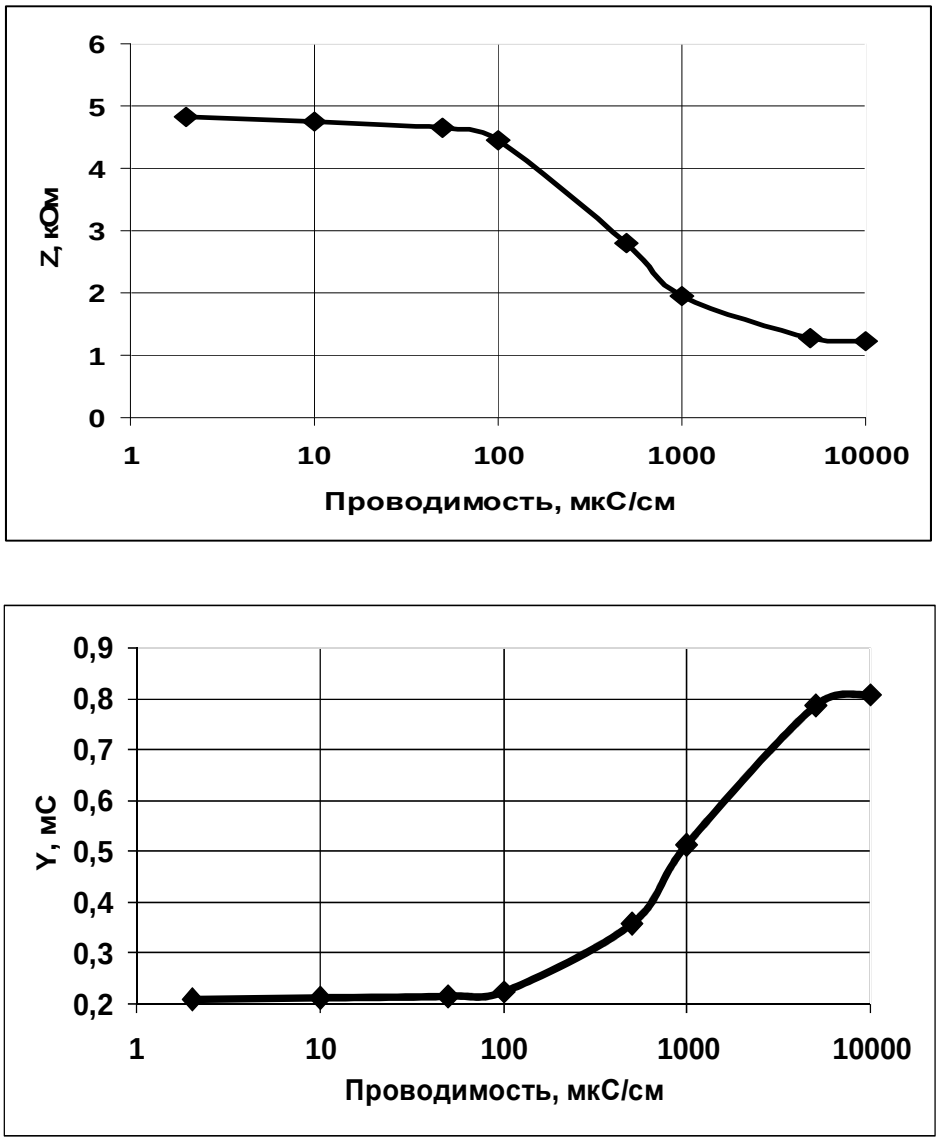
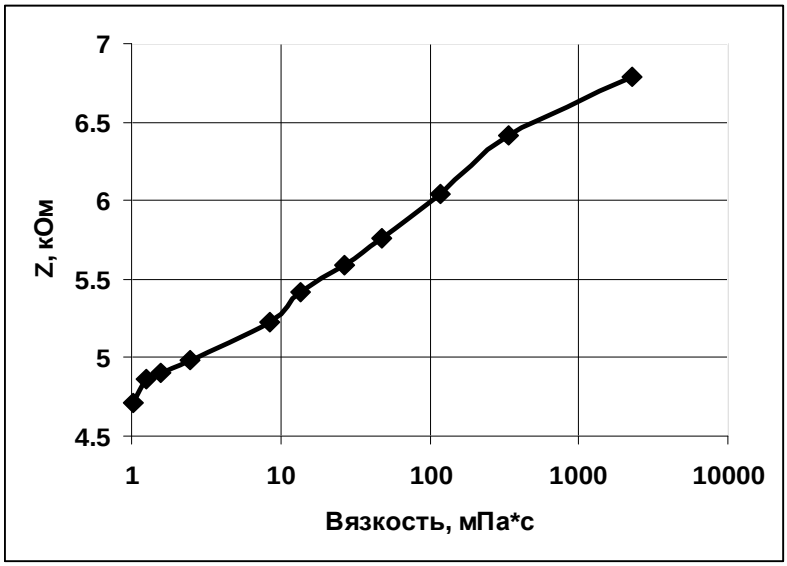


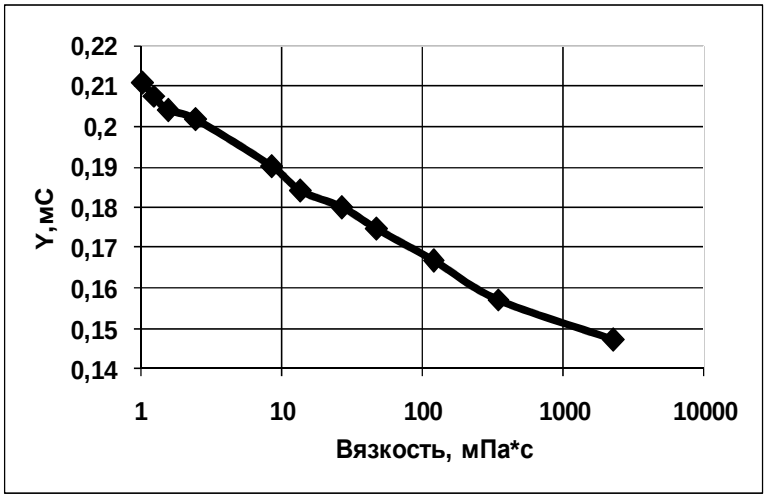
Рис.2. Зависимости модуля импеданса (а) и адмиттанса (б) от проводимости жидкости на частоте 6.5 МГц.

IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Были исследованы также характеристики резонатора при контакте с вязкой жидкостью, представляющей собой смесь глицерина и дистиллированной воды. Путем изменения концентрации глицерина вязкость менялась от 1 до 2260 мПа с. Измерение вязкости используемых образцов жидкости проводилось вибровискозиметром SV-10 (компании A&D). Анализ частотных зависимостей реальной и мнимой частей электрического импеданса/адмиттанса и его модуля при различных значениях вязкости контактирующей жидкости показал, что в отличие от проводящей жидкости частотные зависимости реальной части импеданса/адмиттанса в этом случае сохраняют резонансный характер и расширяются в меньшей степени. Это объясняется тем, что проводящая жидкость может играть роль виртуального электрода [12], который приводит к сильному перераспределению амплитуд нормальных и поперечных компонент поля в резонаторе. Что касается вязкой непроводящей жидкости, то она выступает лишь в роли механической нагрузки, которая сильно не меняет распределение электрического поля внутри резонатора.



а



б

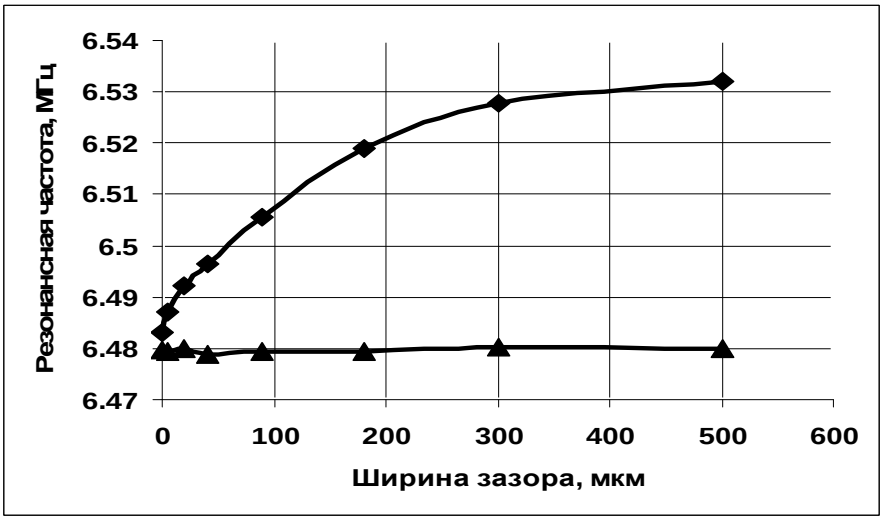
Рис.3. Зависимости модуля импеданса (а) и адмиттанса (б) от вязкости жидкости на частоте 6.5 МГц

Анализ зависимостей резонансных частот для последовательного и параллельного резонансов от вязкости жидкости показал, что эти зависимости имеют немонотонный характер и существенный разброс, что не позволяет использовать резонансные частоты в качестве информативного параметра. На рис. 3 показаны зависимости модуля импеданса (а) и адмиттанса (б) от вязкости жидкости для частоты 6.5. Видно, что с ростом вязкости модуль импеданса монотонно увеличивается от 4.7 до 6.8 кОм (31%). Что касается модуля адмиттанса, он уменьшается от 0.224 до 0.155 мС (31%) при увеличении вязкости в тех же пределах. Таким образом, для анализа вязкой непроводящей жидкости в качестве информативного параметра можно использовать модуль импеданса или адмиттанса на фиксированной частоте.

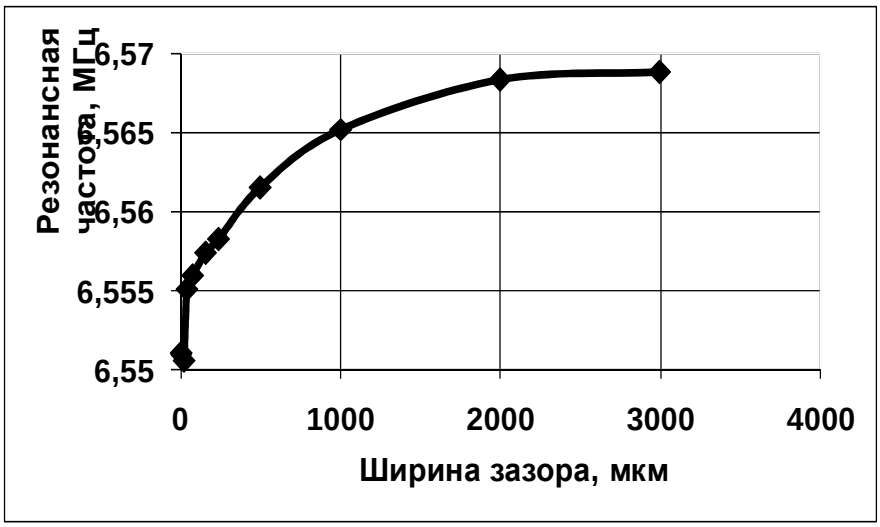
V. ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНЫ ВБЛИЗИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗОНАТОРА НА ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

Очевидно, что электрическое поле рассматриваемого резонатора проникает за пределы пьезоэлектрической пластины и это подтверждается результатами расчета уравнения Лапласа для такой конфигурации [17]. Поэтому были проведены

эксперименты по изучению влияния зазора между свободной стороной резонатора и электрически проводящей или диэлектрической пластиной на частоты параллельного и последовательного резонансов. На рис. 4а приведены зависимости частот параллельного и последовательного резонансов от ширины зазора между свободной стороной резонатора и хорошо проводящей пластиной. Видно, что частота параллель -



а



б

Рис.4.Зависимости резонансной частоты параллельного (ромбики) и последовательного (треугольники) резонансов от величины зазора между свободной стороной резонатора и проводящей пластиной (а) и пластиной из поликора (б).

ного резонанса увеличивается с ростом ширины зазора и достигает насыщения. Однако, в пределах 0 -300 мкм частота параллельного резонанса однозначно связана с величиной зазора. Частота последовательного резонанса составляет 6.48 МГц и от зазора не зависит. Однако она однозначно зависит от температуры. Эксперименты показали, что температурный коэффициент изменения частоты последовательного резонанса составляет - 430 кГц/^{0}С. Таким образом, измерив частоту последовательного резонанса, можно определить температуру и по измеренной частоте параллельного резонанса и соответствующей градуировочной кривой можно определить ширину зазора. На следующем рис.4б приведены аналогичные зависимости, когда вместо проводящей пластины используется пластина из поликора ($\varepsilon \approx 10$). Видно, что в этом случае диапазон измеряемых зазоров увеличился до 0 – 2 мм.

При этом частота последовательного резонанса, в точности равная, как и в предыдущем случае, 6.48 МГц, также не зависит от зазора, но зависит от температуры с коэффициентом - 430 Гц/град. Таким образом, меняя материал пластины, можно менять диапазон изменения зазора. Следовательно, на этой основе возможно создание измерителей перемещений с температурной компенсацией, которые могут быть использованы для непрерывного контроля деформаций и раскрытия трещин различных конструкций, элементов мостов и зданий, а также для измерения небольших перемещений двух объектов относительно друг друга.

V. ВЫВОДЫ

Таким образом, контакт свободной поверхности резонатора с поперечным возбуждающим полем с проводящей или вязкой жидкостью приводит к существенному изменению его электрического импеданса/адмиттанса. Анализ показал, что параметром, который однозначно связан с проводимостью или вязкостью является модуль электрического импеданса или адмиттанса на любой частоте вблизи параллельного или последовательного резонанса. Этот параметр является более чувствительным к изменению проводимости или вязкости жидкости по сравнению с широко используемой для этой цели резонансной частотой, область изменения которой существенно меньше. Таким образом, изменение проводимости и вязкости жидкости однозначно влияет на изменение модуля электрического импеданса или адмиттанса, измерение которого на фиксированной частоте на практике не представляет большой трудности. Следовательно, при соответствующей градуировке описанный резонатор с поперечным электрическим полем может использоваться как измеритель проводимости или вязкости жидкости.

Кроме того, показана возможность использования пьезоэлектрических резонаторов с поперечным возбуждающим полем для создания измерителей микроперемещений с температурной компенсацией, которые могут быть использованы для непрерывного контроля деформаций и раскрытия трещин различных конструкций, элементов мостов и зданий, а также для измерения небольших перемещений двух объектов относительно друг друга.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Грантов РФФИ № 12-02-01057а и 13-08-00678а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Josse F., Shana Z.A., Radtke D.E., and Haworth D.T. Analysis of piezoelectric bulk-acoustic-wave resonators as detectors in viscous conductive liquids // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont.— 1990. —V.37. —N 5. —P.359-368.
2. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G., and Borodina I.A. Acoustic waves in piezoelectric plates bordered with viscous and conductive liquid // Ultrasonics. —2001. —V.9. — P.45-50.
3. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G., and Borodina I.A. Shear-horizontal acoustic waves in piezoelectric plates bordered with conductive liquid // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. — V. 48. — N 2. — P. 627-631.
4. Anisimkin I.V., Anisimkin V.I. Attenuation of Acoustic Normal Modes in Piezoelectric Plates Loaded by Viscous Liquids // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. — 2006. —V. 53. — N 8. — P.1487-1492.
5. Anisimkin V.I. Sensing Properties of the Anisimkin Jr.' acoustic modes in uncoated ST-quartz plates // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. —2013. —V. 60. — N10. —P.2204-2207.
6. Vetelino J.F. A lateral field excited acoustic wave sensor platform // Proc. of 2010 IEEE Ultrasonics Symposium. —2010. — P.2269 – 2272.

7. Hu Y., French L.A., Radecsky K., Pereira da Cunha M., Millard P., and Vetelino J.F. A lateral field excited liquid acoustic wave sensor // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. —2004. — V.51. — N 11. — P.1373-1379.
8. McCann D.F., McCann J.M., Parks J.M., Frankel D.J., Pereira da Cunha M., and Vetelino J.F. A lateral-field-excited $LiTaO_3$ high frequency bulk acoustic wave sensor // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. —2009. — V.56. — N 4.— P.779-787.
9. Wark M., Kalanyan B., Ellis L., Fick J., Connel L., Neivandt D., and Vetelino J. A lateral field excited acoustic wave sensor for the detection of saxitoxin in water // Proc. of 2007 IEEE Ultrasonics Symposium. —2007. —P.1217-1220.
10. Zhang Z., Wang W., Ma T., Zhang C., and Feng G. Pseudo-LFE sensors with different electrode configurations on X-cut $LiNbO_3$. —2009. — Proc. of 2009 IEEE Ultrasonics Symposium. —2009. —P. 655-658.
11. Ma T., Zhang Z., Wang W., Zhang C., and Feng G. (yxl)21.82^0 $LiNbO_3$ pseudo-LFE acoustic wave sensors // Proc. of 2009 IEEE Ultrasonics Symposium. —2009. —P. 2511-2514.
12. Ma T., Wang J., Du J., Yuan L., Qian Z., Zhang Z., and Zhang C. Lateral-field-excited bulk acoustic wave sensors on langasite working on different modes // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. —2013. —V. 60. — N 4. — P.864-867.
13. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Ignatov O.V., and Guliy O.I. Biological Sensor Based on a Lateral Electric Field Excited Resonator // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. —2012. — V. 59. — N. 5. — P. 963-969.
14. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., and Vasiliev A.A. The research of the piezoelectric crystal resonators with the lateral field excitation // Proc. of 2010 IEEE Ultrasonics Symposium. —2010. — P. 946 – 949.
15. Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. Шихабудинов А.М. Васильев А.А. Новый способ подавления паразитных мод в пьезоэлектрическом резонаторе с поперечным электрическим полем // Письма в ЖТФ. — 2011. — Т.37ю— №11ю—С.27-34.
16. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., and Borodina I.A. The study of piezoelectric lateral electric field- excited resonator // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. — 2014. — V. 60, N1. — P. 166-172.
17. Теплых А.А. Распределение электрического потенциала в резонаторе с поперечным возбуждающим полем// Нелинейный Мир. — 2013. — Т.11. —№ 2. — С.94 -95.

назад к содержанию

ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТОНКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКА

Симаков И.Г.

Институт физического материаловедения СО РАН

E-mail: simakov-bsc@rambler.ru

Наличие тонкого слоя жидкости на поверхности пьезоэлектрического звукопровода приводит к возмущениям условий распространения поверхностных акустических волн (ПАВ). Получены аналитические выражения для описания затухания и относительного изменения скорости ПАВ в зависимости от нормализованной толщины жидкого слоя. Показано, что диэлектрическая и акустическая составляющие возмущений условий распространения ПАВ, вызванных слоем жидкости, могут быть учтены независимо.

При распространении поверхностных акустических волн рэлеевского типа (ПАВ) в системе «тонкий слой жидкости – пьезоэлектрическая подложка» наблюдается дисперсия упругих поверхностных волн, т.е. имеет место зависимость фазовойскорости от частоты или длины волныПАВ.Наиболее просто рэлеевские волны возбуждаются и регистрируются на поверхности пьезоэлектрических подложек, упругие волны в которых сопровождаются электрическими полями. Энергия упругой волны сосредоточена в тонком, порядка длины волны, слое твердого тела. Электрическое поле, сопровождающее упругую волну в пьезоэлектрике, проникает в граничащую с поверхностью, диэлектрическую среду также на расстояние порядка длины поверхностной волны[1].

Задача о распространении ПАВ на границе жидкого слоя и произвольного пьезоэлектрического кристалла не поддается аналитическому решению. Анализ существования различных мод ПАВ в слоистых структурах заключается в решении для слоя и подложки соответствующей системы уравнений, состоящей из уравнения движения, уравнений электростатики совместно с материальными уравнениями для пьезоэлектрических сред. На границах слоя и подложки накладываются условия непрерывности механических смещений и нормальных компонент тензора механических напряжений, а также условия непрерывности электрического потенциала и нормальной компоненты индукции. На бесконечности амплитуда ПАВ должна обращаться в нуль. Описанная процедура решения в общем случае выполнима только численно[1].

При практической реализации акустоэлектронных методов, для упрощения расчетов, часто используют направления «чистых мод». Например, направление распространения волны вдоль оси Z по плоскости YZ кристалла ниобата лития (YZ-срез $LiNbO_3$). В этом случае изменение амплитуды смещений по мере удаления от свободной поверхности имеет тот же характер, что и в изотропной среде, т. е. ПАВ отличается от рэлеевской волны только наличием электрического потенциала. Существование пьезоэлектрического эффекта и электрического потенциала увеличивает скорость рэлеевской волны. Скорость распространения этой волны и детальный вид решения волнового уравнения зависит как от механических, так и электрических граничных условий на поверхности [2].

Рассматривая распространение ПАВ в направлении чистой моды можно реальным физическим параметрам анизотропной подложки поставить в соответствие параметры некоторого изотропного твердого тела, т. е. использовать изотропный эквивалент. Например, известно, что в задачах акустоэлектроникиYZ-срез ниобата лития хорошо аппроксимируется изотропной моделью [3]. Изотропная модель может применяться при решении задачи о распространении ПАВ по поверхности

пьезоэлектрических кристаллов, покрытых различными (полупроводниковыми, металлическими и др.) пленками [4].

При распространении ПАВ в слоистой структуре, представляющей собой тонкий слой жидкости на поверхности пьезоэлектрического звукопровода, влияние слоя на параметры поверхностных акустических волн сводится к возмущениям условий распространения этих волн. В результате акустоэлектронного взаимодействия изменяется амплитуда и скорость ПАВ. Эти изменения несут информацию о формировании адсорбционного слоя и свойствах адсорбированной жидкости, следовательно, проводя чисто акустические измерения можно изучать параметры граничного слоя.

Коэффициенты затухания и дисперсии скорости ПАВ в системе пьезоэлектрическая подложка – тонкий слой жидкости определяются выражениями:

$$\alpha = \mathrm{Im}\,(\Delta k), \qquad \Delta v / v = \mathrm{Re}\left(\Delta k / k\right),$$

где Δk и Δv – изменение волнового числа и скорости ПАВ в результате электроакустического взаимодействия. Дисперсионное уравнение условно можно разделить на части, учитывающие механическую A и электрическую природувозмущений B. При малой толщине жидкого слоя h по сравнению с длиной поверхностной волны λ механические и электрические возмущения могут быть учтены независимо.

В линейном приближении относительное изменение скорости ПАВ должно быть пропорционально нормализованной толщине жидкого слоя

$$-\frac{\Delta v}{v} = (A+B)\frac{h}{\lambda}. \qquad (1)$$

Изменению скорости ПАВ в результате механического воздействия слоя жидкости соответствует коэффициент A, выражение для которого можно получить из дисперсионного уравнения для системы изотропное твердое полупространство – жидкий слой [6].

Волны в жидком слое конечной толщины, сформированном на поверхности изотропного твердого полупространства, весьма подробно исследованы в [6]. Показано, что дисперсия ПАВ в такой слоистой системе описывается уравнением:

$$4k^2 qs - (k^2 + s^2)^2 = \frac{\rho_f}{\rho_s}\frac{qk_t^4}{P}\,\mathrm{tg}Ph. \qquad (2)$$

где ρ_f и ρ_s– плотность жидкости и твердого тела; h– толщина слоя; $q^2 = k^2 - k_\ell^2$; $s^2 = k^2 - k_t^2$; $P^2 = k_f^2 - k^2$; $k_f = \omega / v_f$ (v_f –скорость звука в жидкости); k, k_t, k_ℓ – волновые числа поверхностной, поперечной и продольной акустических волн соответственно. Решение уравнения (2) возможно только численными методами.

Наличие слоя приводит к разветвлению рэлеевской волны на ряд поверхностных нормальных волн, количество которых зависит от частоты и толщины слоя. При малых значениях толщины существует только одна распространяющаяся нормальная волна (замедленная слоем рэлеевская волна), фазовая скорость которой несколько меньше v_R. Смещения в слое можно представить в виде суперпозиции двух плоских однородных волн, распространяющихся под углом к границам слоя и отражающихся от них.

Смещения в твердом теле состоят из двух неоднородных волн, убывающих по мере удаления от слоя. Фазовая скорость каждой моды при увеличении толщины плавно уменьшается от скорости поперечных волн в твердом теле (в первой моде от скорости v_R) до скорости звука в жидкости [6].

Точное значение величины изменения скорости ПАВ в зависимости от частоты и толщины слоя может быть получено из дисперсионного уравнения (2) только с помощью численных расчетов. Однако, при малых значениях толщины жидкого слоя ($kh << 1$) для первой нормальной моды имеется возможность получить приближенное аналитическое соотношение [5]. В случае слабого влияния слоя $k = k_R(1 + \beta)$ справедливы следующие асимптотические выражения:

$$q = \sqrt{k^2 + k_\ell^2} = q_0\left(1 + \frac{k_R^2\beta}{q_0^2}\right), \quad s = \sqrt{k^2 - k_t^2} = s_0\left(1 + \frac{k_R^2\beta}{s_0^2}\right), \tag{3}$$

где

$$\beta = (k - k_R)/k_R = (v_R - v)/v; \quad q_0 = \sqrt{k_R^2 - k_\ell^2}; \quad s_0 = \sqrt{k_R^2 - k_t^2};$$
$$P_0 = \sqrt{k_f^2 - k_R^2} = \frac{\omega}{v_f}\sqrt{1 - \frac{v_f^2}{v_R^2}} = \frac{\omega}{v_f}\sin\theta_R, \quad \left(\cos\theta_R = \frac{v_f}{v_R}\right). \tag{4}$$

Поскольку P порядка k, $Ph << 1$, следовательно, $\operatorname{tg} Ph \approx Ph$. Применим выражения (3) в уравнении (2). Сохраним в последнем члены порядка единицы и порядка β, отбросив члены порядка β^2 и выше. Выполнив необходимые преобразования, опуская после этого часть полученного выражения, соответствующую уравнению рэлеевской волны и поэтому равную нулю, получим укороченное уравнение:

$$4k_R^2\beta(q_0 s_0 A - 4k_R\sqrt{q_0 s_0}) = (\rho_f/\rho_s)k_t^4 q_0 h, \tag{5}$$

где $A = 2 - k_R^2(q_0^{-2} + s_0^{-2})$. Из уравнения (5) запишем выражение для β в следующем виде:

$$\beta = \frac{P_0 h}{2\pi}\cdot\frac{\pi\rho_f\, q_0\, k_t^4}{2\rho_s P_0\, k_R^2(q_0 s_0 A - 4k_R\sqrt{q_0 s_0})} = \frac{P_0 h}{2\pi}\cdot\alpha\lambda_L. \tag{6}$$

Второй сомножитель в выражении (6) согласно [7] является параметром утечки $\alpha\lambda_L$ вытекающей волны[8], в которую трансформируется волна Рэлея при нагружении поверхности звукопровода жидкостью (в нашем случае в чистом виде она возникает при $h >> \lambda_R$). Согласно оценкам [9] параметр утечки определяется простым соотношением: $\alpha\lambda_s \approx \rho_f v_f/\rho_s v_s$ и $\lambda_S \approx \lambda_L$.

Отождествление второго сомножителя (6) с параметром утечки существенно упрощает это выражение и позволяет записать уравнение для определения $\Delta v/v$ в компактной форме [5]:

$$-\frac{\Delta v}{v} = \left(\frac{\rho_f v_f}{\rho_s v_s}\operatorname{tg}\theta_R\right)\frac{h}{\lambda_s}, \tag{7}$$

где $\theta_R = \arccos(v_f/v_s)$ – угол, под которым акустическая волна излучается в жидкость.

На рис. 1 приведены результаты численного решения точного уравнения (2) и приближенного расчета по формуле (7). По оси абсцисс отложена нормализованная толщина слоя (произведение $kh = 2\pi\cdot h/\lambda_S$), по оси ординат – относительная разница скоростей поверхностной и рэлеевской волн $\Delta v = v_s - v_R$. Твердое тело является изотропным эквивалентом ниобата лития со следующими параметрами: ρ_S = 4640 кг/м^3, v_t = 3751 м/с, v_ℓ = 7150 м/с, v_R = 3484 м/с. Кривая *1* соответствует приближенному расчету по формуле (7) а кривая *2*– точному решению уравнения (2)

для слоя воды $v_f = 1489$ м/с. Отличие точного значения дисперсии скорости ПАВ и линейного приближения не превышает 0,01 % при $h/\lambda_S \le 0{,}02$.

Рис. 2 позволяет судить о том, насколько приближенная зависимость дисперсии скорости ПАВ (7) близка точной зависимости. По оси ординат отложено отличие приближенного и точного значений дисперсии скорости ПАВ. По оси абсцисс – нормализованная толщина слоя. Численные оценки показали, что выражение (7) может быть использовано для широкого класса жидкостей и твердых тел. Диапазон

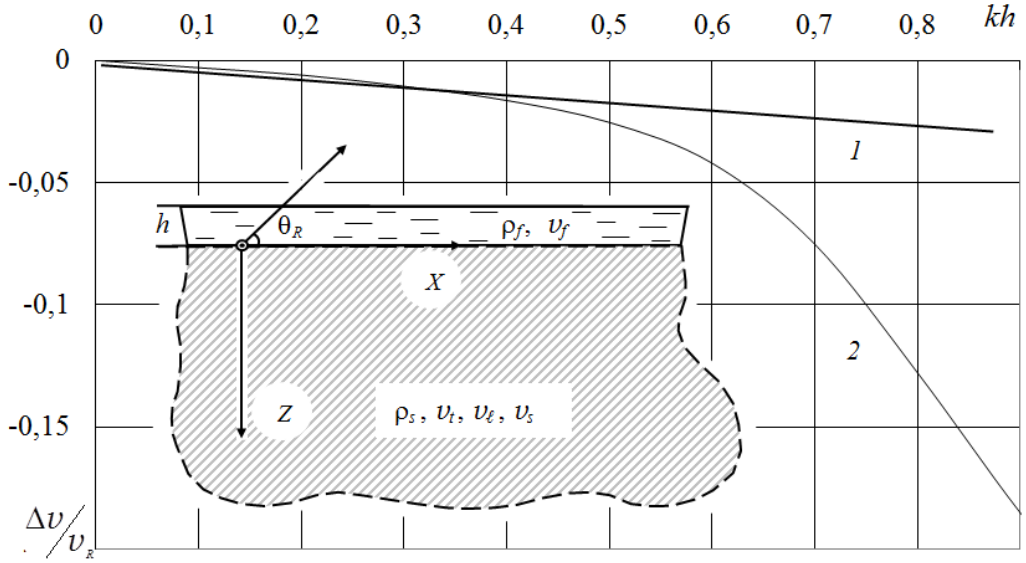


Рис.1.Зависимость фазовой скорости поверхностных акустических волн от относительной толщины жидкого слоя $\rho_S = 4640$ *кг/м*^{3}; $\rho_f = 998{,}2$ *кг/м*^{3}; $v_R = 3484$ *м/с*; $v_\ell = 7150$ м/с

изменений акустического импеданса жидкостей $(0{,}5-1{,}5)\cdot 10^6$ кг/с·м^2, вариации значений скорости $v_f \sim (1000-2000)$ м/с. Твердые тела – это алмаз, бериллий, стекло, кварц, платина, золото, свинец и др. Некоторый рост погрешности наблюдается при уменьшении коэффициента Пуассона и при увеличении отношения ρ_f/ρ_s. При этом погрешность приближения, по сравнению с системой «вода – ниобат лития», увеличивается меньше чем на порядок.

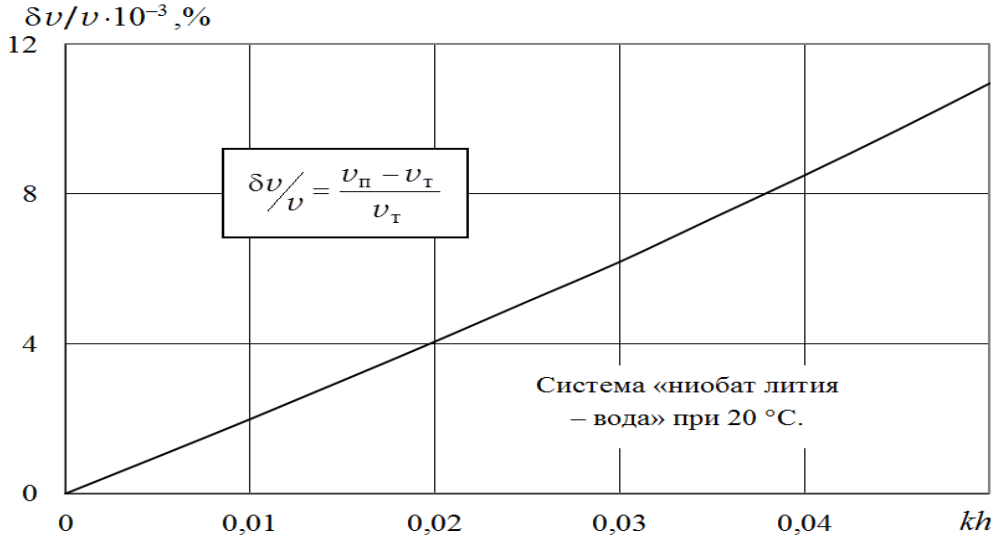


Рис.2. Отличие точного и приближенного значения дисперсии скорости ПАВ в системе «тонкий жидкий слой – изотропное твердое тело»

Слагаемое коэффициента пропорциональности Bв уравнении (1) можно получить на основе импедансного метода [1, 10] из условия равенства эффективных диэлектрических проницаемостей слоя жидкости и пьезоэлектрика на межфазной границе.При учете акустоэлектронного взаимодействия в слоистых структурах строгий расчет параметров ПАВ возможен, но сопряжен с большими математическими трудностями. Трудности удается преодолеть, применяя предложенный Ингебригтсеном метод электромагнитного импеданса [11], который получил развитие в работах [1, 10]. В импедансном подходе предлагается искать решение для волновых полей не во всем объеме слоистой структуры, а только на плоской границе раздела. Сложная граничная задача определения волновых полей, таким образом, разбивается на две более простые: 1) задачу поиска независящих от полей поверхностных импедансов и 2) задачу решения уравнений движения на плоскости с заданными импедансами примыкающих полупространств [1].

Пусть волна распространяется вдоль границы пьезоэлектрика, занимающего область $y < 0$ (см. рис 3), а слой и газ (вакуум) – область $y > 0$. Предположим, что в отсутствии механического контакта связь между областями $y > 0$ и $y < 0$ осуществляется только за счет электрических полей. Эта связь определена условиями непрерывности на границе электрического потенциала φ и нормальной компоненты индукции D_n. В рамках линейной теории в качестве основной величины, непрерывной на границе, удобно взять безразмерную величину

$$\varepsilon_{ef} = -D_n /(k\varphi), \qquad (8)$$

которую называют эффективной диэлектрической проницаемостью и обычно вычисляют для области $y < 0$ [1].

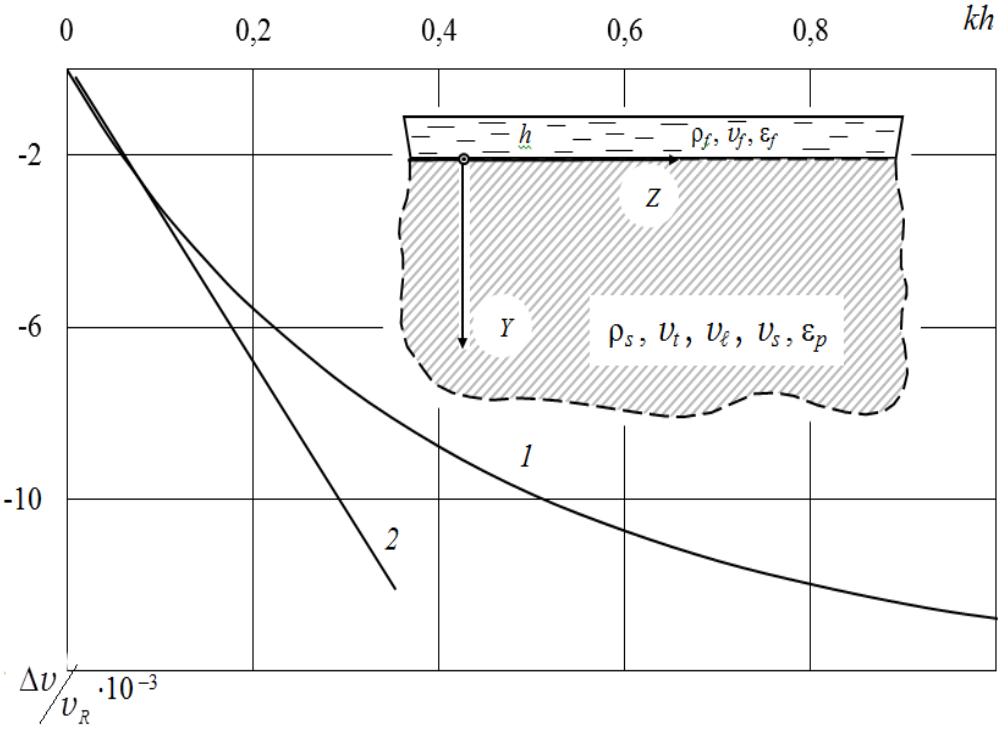


Рис.3. Зависимость фазовой скорости ПАВ от относительной толщины слоя в системе «тонкий диэлектрический слой (вода) – пьезоэлектрик»

Величина ε_{ef} является функцией двух независимых переменных ω и k. Связь между ω и k (фактически дисперсионное уравнение) можно получить, приравнивая эффективные диэлектрические проницаемости, вычисленные для сред $y < 0$ и $y > 0$:

$$\varepsilon_{ef}^{(y<0)} = -\varepsilon_{ef}^{(y>0)} . \qquad (9)$$

Знак « – » появляется из–за принятого в (8) соглашения о направлении оси *y*. Используя рассчитанные $\varepsilon_{ef}^{(y<0)}$ и $\varepsilon_{ef}^{(y>0)}$ примыкающих полупространств с помощью уравнения (9) можно находить решения для волновых полей, определять затухание (усиление) и скорость ПАВ.

Для пьезоэлектрика произвольной симметрии в случае волны рэлеевского типа эффективная диэлектрическая проницаемость дается выражением (аппроксимация Ингебригтсена [11]):

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_p \frac{\upsilon - \upsilon_\infty}{\upsilon - \upsilon_0} = \varepsilon_p \frac{k - k_\infty}{k - k_0}, \qquad (10)$$

где $\varepsilon_p = (\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yz}^2)^{1/2}$ – относительная диэлектрическая проницаемость, выражаемая через соответствующие компоненты тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика; $v._0$– скорость ПАВ на металлизированной («закороченной») поверхности; υ_∞ – скорость на «открытой» поверхности.

Для полупространства, включающего жидкий или твердый слой толщиной h (с диэлектрической проницаемостью ε_f) и вакуум или газ (относительная диэлектрическая проницаемость которого ε_o) эффективная диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_f \frac{\varepsilon_f \,\mathrm{th}\,(kh) + \varepsilon_o}{\varepsilon_f + \varepsilon_o \,\mathrm{th}\,(kh)}. \qquad (11)$$

Используя формулу Ингебригтсена (10) и граничное условие (9) можно оценить затухание и дисперсию скорости ПАВ. Коэффициенты затухания и дисперсии скорости ПАВ даются соотношениями:

$$\alpha = \mathrm{Im}\,(\Delta k), \qquad \Delta\upsilon/\upsilon = \mathrm{Re}\left(\Delta k/k\right), \qquad (12)$$

где Δk и $\Delta\upsilon$ – изменение волнового числа и скорости ПАВ в результате АЭ взаимодействия.

Дисперсионное уравнение для ПАВ в слоистой системе запишем в виде

$$-\varepsilon_p \frac{k^* - k_\infty}{k^* - k_0} = \varepsilon_f^* \frac{\varepsilon_f^* \,\mathrm{th}(kh) + \varepsilon_o}{\varepsilon_f^* + \varepsilon_o \,\mathrm{th}(kh)}. \qquad (13)$$

Здесь $k^* = k + j\alpha$; $\varepsilon_a^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_f(1 - ja)$, $(a = \mathrm{tg}\,\delta = \varepsilon''/\varepsilon',\ \varepsilon' \equiv \varepsilon_f)$.

При малой толщине слоя $(kh << 1)$ заменим $\mathrm{th}(kh)$ первым членом его разложения в ряд $\left(\mathrm{th}(kh) \approx kh\right)$. Сделав необходимые преобразования уравнения (13), сохраняя члены уравнения порядка kh и отбросив члены порядка $(kh)^2$ и выше, получим укороченное уравнение

$$-\varepsilon_p\left(1 + \frac{k_0 - k_\infty}{k^* - k_0}\right) = 1 + \left(\varepsilon_f - \frac{1}{\varepsilon_f(1 + a^2)}\right)kh - j\left(\varepsilon_f a + \frac{a}{\varepsilon_f(1 + a^2)}\right)kh. \qquad (14)$$

При условии $(a, \alpha << 1)$ подставим волновое число в уравнение (14). Опуская довольно громоздкие преобразования, при которых отбрасываем члены порядка a^2, α^2 и выше, а также порядка $(a \cdot \alpha)$, $(kh \cdot a)$, $(kh \cdot \alpha)$, оставляем члены порядка a иα.

Приравнивая после этого нулю вещественную и мнимую части укороченного уравнения, учитывая, что $\varepsilon_o \approx 1$, получим два выражения [5]:

$$\frac{k_0 - k}{k} = -\frac{K^2}{2}\frac{\varepsilon_p}{(\varepsilon_p + \varepsilon_o)^2}\left(\varepsilon_f - \frac{\varepsilon_o^2}{\varepsilon_f}\right)kh \approx -\frac{K^2}{2}\frac{\varepsilon_p \varepsilon_f}{(\varepsilon_p + 1)^2}kh, \qquad (15)$$

$$\frac{\alpha}{k_0} = \frac{K^2}{2}\frac{\varepsilon_p \alpha}{(\varepsilon_p + \varepsilon_o)^2}\left(\varepsilon_f - \frac{\varepsilon_o^2}{\varepsilon_f}\right)kh \approx \frac{K^2}{2}\frac{\varepsilon_p \varepsilon_f a}{(\varepsilon_p + 1)^2}kh, \qquad (16)$$

где $K^2/2 = (k_0 - k_\infty)/k_0$. При этом в выражении (15) оставлены только те члены вещественной части уравнения (14), которые зависят от kh.

На рис. 3 приведены результаты численного расчета дисперсии скорости ПАВ из уравнения (13), кривая *1* и приближенного расчета по формуле (15) – кривая *2*. По оси абсцисс отложена нормализованная толщина слоя h, по оси ординат – относительное изменение скорости ПАВ. Пьезоэлектрический звукопровод– ниобат лития *YZ*-среза с параметрами:v_∞ = 3484 м/с; v_0 = 3404 м/с; ε_p = 50.2. Относительные диэлектрические проницаемости материала слоя (воды) $\varepsilon_f = 80$ и газа $\varepsilon_o \approx 1$ использовались в расчетах как параметры верхнего полупространства. Отличие точного значения дисперсии скорости ПАВ и линейного приближения меньше, чем 0.052 % при $kh \le 0.1$.

При выводе формул (15) и (16) полагали, что пленка механически не нагружает поверхность, и что толщина пленки меньше всех других ее характерных размеров.

Представление о том, насколько приближенная зависимость дисперсии скорости ПАВ (15) отличается от точной зависимости, можно получить по рис. 4. По оси абсцисс отложена нормализованная толщина слоя, по оси ординат – относительное отличие приближенного и точного значений дисперсии скорости ПАВ. Согласно численным оценкам приближенное аналитическое описание дисперсии ПАВ в слоистых структурах, имеющей электрическую природу, справедливо для широкого набора пьезоэлектрических материалов, твердых и жидких диэлектрических пленок и слоев. Необходимо отметить, что при условии малости диэлектрических потерь и толщины пленки (tg δ, $kh << 1$) эффекты ослабления ПАВ также не значительны.

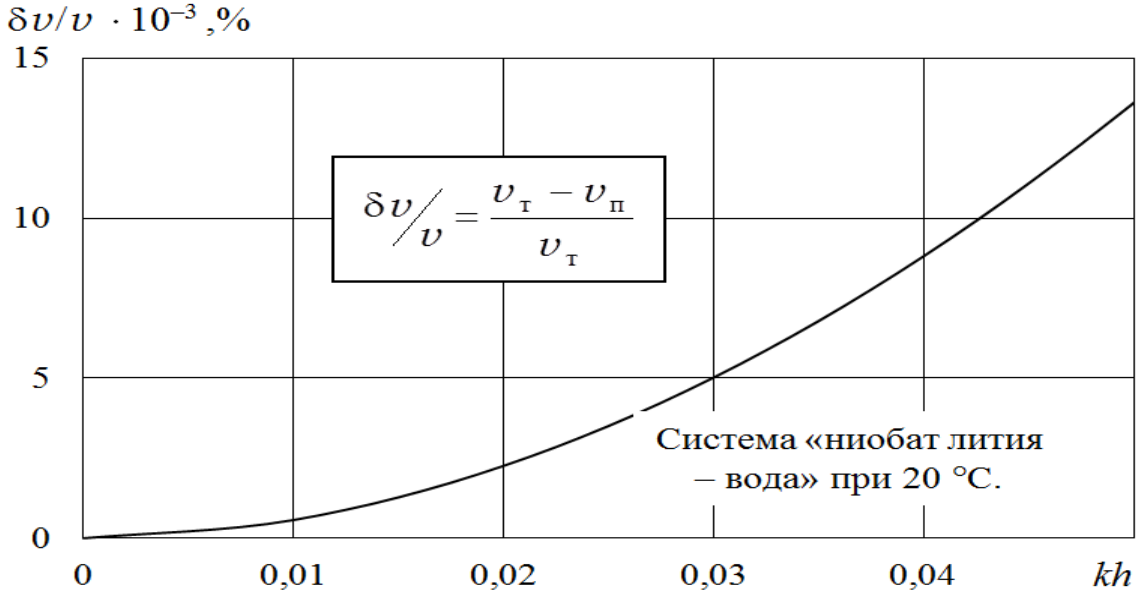


Рис.4. Отличие точного v_m и приближенного v_n значения дисперсии скорости ПАВ в системе «тонкий жидкий слой – пьезоэлектрик»

Таким образом, при условии $h << \lambda$ было получено простое дисперсионное выражение, которое в линейном приближении связывает относительное изменение скорости ПАВ с толщиной жидкого слоя и длиной (частотой)ПАВ:

$$-\frac{\Delta v}{v} = (A+B)\frac{h}{\lambda} = \left(\frac{\rho_f v_f}{\rho_s v_s} \cdot \mathrm{tg}\theta + \pi K^2 \frac{\varepsilon_p \varepsilon_f}{(\varepsilon_p + 1)^2} \right) \frac{h}{\lambda}, \qquad (17)$$

Преимуществом этого уравнения является то, что оно представлено в аналитическом виде. Это позволяет использовать его для определения параметров слоя и физических свойств жидкости в слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука. 1991. 416 с.
2. Типы и свойства поверхностных акустических волн / Дж. Фарнелл //
3. Поверхностные акустические волны: Под ред. А. Олинера. – М.: Мир, 1981. – С. 26–81.
4. Андреев В.П., Усов В.С. О приближении упругой квазиизотропности среды в задачах акустоэлектроники // ЖТФ. –1981. –Т.51; Вып.10. –С. 2086–2087.
5. Богданов С.В., Левин М.Д., Яковкин И.Б. О существовании поверхностной волны в системе слой – полупространство // Акуст. журн. – 1969. – Т. 15; № 1. – С. 12–16.
6. Доржин Г.Б., Симаков И.Г. Акустическое исследование адсорбированных слоев жидкостей // Акуст. журн. 2002. Т.48. № 4. С. 499–503.
7. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука. 1981. 288 с.
8. Гончаров В.С. Приближенное описание параметров вытекающей волны на границе твердого тела и жидкости // Акуст. журн. – 1989. – Том 35; № 5. – С. 944–946.
9. Вытекающие поверхностные волны в твердых телах нагруженных влажным газом / И.Г. Симаков, Г.Б. Доржин // Сборник трудов XI сессии Росс. Акуст. Общ-ва. – М.: ГЕОС, 2001. – Том 1. – С. 129–132.
10. Вытекающие поверхностные волны в твердых телах, нагруженных жидкостью или газом / И.Г. Симаков // Динамика сплошной среды: Сб. научн. трудов Ин-та гидродинамики СО РАН. – Новосибирск, 2002. – В. 121. – С. 179–182.
11. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. – Новосибирск.: Наука, 1982. – 240 с.
12. Ingebrigtsen K.A. Surface waves in piesoelectrics // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40; N 7. – P. 2681–2686.

назад к содержанию

РАЗРАБОТКА МАТРИЦЫ РЕЗОНАТОРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

Бородина И.А.[1)], Зайцев Б.Д.[1)], Кузнецова И.Е.[2)], Теплых А.А.[1)], Шихабудинов А.М.[1)]

1) Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Саратов

2) Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

E-mail: borodinaia@yandex.ru

Пьезоэлектрические резонаторы с поперечным электрическим полем в настоящее время вызывают большой интерес разработчиков мультисенсорных акустических датчиков. Электроды такого резонатора наносятся на одну сторону пластины, что позволяет пространственно разделить резонаторы и анализируемые объекты (газочувствительные пленки, жидкостные ячейки, и т.д.), расположив их на разных сторонах пластины. Однако серьезной проблемой при разработке таких резонаторов является подавление паразитных колебаний, которые ухудшают резонансные свойства резонаторов и приводят к сильной акустической связи между ними при их расположении на одной пластине. Способ решения данной проблемы предложен в настоящей работе. Экспериментально исследовалась матрица, состоящая из 2 резонаторов, которые располагались на пластине ниобата лития X - среза толщиной 0.5 мм. Электроды имели прямоугольную форму с размерами 5×10 мм и зазором между ними 2 мм. Поперечное электрическое поле каждого резонатора было направлено вдоль кристаллофизической оси Y. Было показано, что устойчивый резонанс достигается на продольной акустической волне, распространяющейся вдоль оси X в пространстве между электродами. Для подавления паразитных колебаний, источником которых, в основном, являлись волны Лэмба, вокруг резонаторов был нанесен слой специального демпфирующего покрытия. Измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса/адмиттанса каждого резонатора, по которым определялись резонансная частота и добротность при последовательном и параллельном резонансах. Были выявлены области изменения ширины покрытой части каждого резонатора, при которых обеспечивается хорошее качество резонансов. Затем измерялись частотные зависимости параметра S_{12} который характеризуют степень акустической связи между резонаторами. Измерения показали, что величина параметра S_{12} во всех случаях превышает 50 дБ. Это означает, что рассматриваемые резонаторы полностью акустически развязаны. Таким образом, показано, что демпфирующий слой обеспечивает не только достаточно хорошее качество резонанса каждого резонатора, но и приводит к полной их акустической развязке.

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с ухудшением экологической обстановки продолжают оставаться весьма актуальными задачи обнаружения опасных для жизни и здоровья газов в окружающей среде и определение их концентраций. К настоящему времени для решения указанной задачи существует большое количество методов, основанных на самых разных принципах. Наиболее информативным методом является газовая хроматография [1], к достоинствам которой следует отнести высокую селективность и точность. Недостатком является чрезвычайно сложная и дорогая конструкция прибора, работа на котором требует больших затрат рабочего времени высококвалифицированного персонала.

Для простых применений, когда можно обойтись небольшой точностью и селективностью, применяют газовые датчики, вырабатывающие специфичные для различных газов электрические сигналы. Большое распространение получили полупроводниковые датчики, которые отличаются относительной простотой конструкции, небольшой ценой и простотой в обращении с ними [2]. К недостаткам таких приборов относятся их низкая чувствительность и низкая селективность. Большинство таких датчиков ориентированы на определение содержания в газе какой-

либо конкретной примеси. На основе полупроводниковых газовых датчиков разработаны универсальные анализаторы газовой смеси. Фактически, такой прибор представляет собой смонтированный в одном корпусе набор полупроводниковых датчиков, каждый из которых реагирует на какой-либо определенный газ [3]. Однако недостатком такого прибора является необходимость изготовления омических контактов к таким пленкам, которые также контактируют с анализируемой газовой средой и свойства которых могут необратимо деградировать со временем.

Особый интерес представляют акустические газовые датчики. Существует большое количество вариантов, среди которых можно выделить датчики, использующие пьезоэлектрические резонаторы [4] и линии задержки на поверхностных волнах или волнах Лэмба [5,6], контактирующие с газочувствительной пленкой. В последнее десятилетие большой интерес у разработчиков акустических газовых датчиков вызывают пьезоэлектрические резонаторы с поперечным электрическим полем. Это связано с тем, что электроды такого резонатора располагаются на одной стороне пластины, а акустическая волна распространяется в пространстве между ними многократно переотражаясь от сторон пластины. Такая конструкция весьма удобна для разработки газового анализатора, поскольку газочувствительные пленки и электроды резонаторов для съема информационного сигнала, располагаются на разных сторонах пьезоэлектрической пластины. Кроме того, указанные резонаторы, в отличие от традиционных резонаторов с продольным электрическим полем, весьма перспективны для создания датчиков, поскольку параметры резонатора зависят не только от изменения механических свойств контактирующей среды, но и от изменения ее электрических свойств.

Основная трудность при создании таких резонаторов – это подавление нежелательных колебаний, которые ухудшают характеристики резонатора или приводят к полному отсутствию резонансов. Традиционный путь подавления таких колебаний – это выбор оптимальной формы электродов. Обычно используют электроды в форме полумесяцев. Однако размеры таких электродов зависят от формы пьезоэлектрической пластины и от их ориентации относительно кристаллографических осей [7]. Поэтому проблема размещения нескольких резонаторов на одной подложке с хорошей акустической и электрической развязкой с целью создания анализатора, состоящего из нескольких датчиков, оказывается трудноразрешимой. Это подтверждается попыткой создания такой решетки, состоящей из двух резонаторов, электроды которых имели традиционную форму в виде полумесяцев [8]. Для акустической изоляции резонаторы отделялись друг от друга канавками, вырезанными в пьезоэлектрической пластине с помощью достаточно дорогой и сложной пескоструйной техники. Однако эти канавки привели лишь к механическому ослаблению подложки, а акустическая развязка оказалась довольно низкой.

Ранее авторами данной публикации был предложен новый метод подавления паразитных колебаний, который заключается в нанесении на определенную часть резонатора поглощающего покрытия [9]. Оказалось, что при таком подходе можно сформировать четкую резонансную частотную зависимость электрического импеданса или адмиттанса для электродов простой прямоугольной формы. Было показано, что путем изменения зазора между электродами и ширины области покрытия электродов поглощающим слоем можно менять добротность резонатора в очень широких пределах [10]. При этом оказалось, что характеристики резонатора не зависят от поперечных размеров пластины и от ее формы. Это косвенно подтверждает тот факт, что резонатор с поглощающим покрытием является акустически изолированным от боковых краев платины. Это позволяет предположить, что при расположении нескольких таких резонаторов на одной пластине они окажутся акустически изолированными. Экспериментальной проверке этой гипотезы и посвящена настоящая работа.

II. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАКЕТА

В настоящей работе экспериментально исследована матрица, состоящая из двух резонаторов с поперечным электрическим полем, представленная на рис.1, где 1 – пьезоэлектрическая пластина из ниобата лития X -среза, 2 - электроды резонатора, 3 – демпфирующий слой.

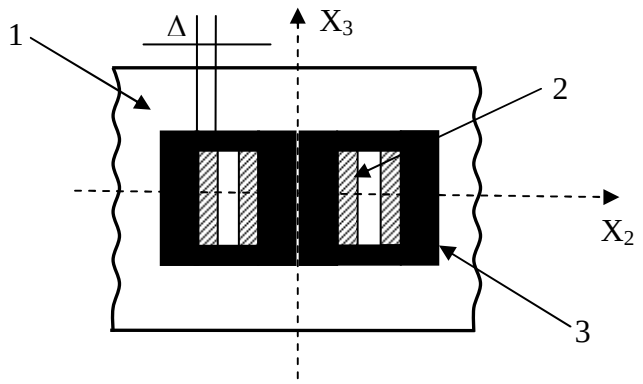


Рис. 1. – Схема матрицы резонаторов с поперечным электрическим полем: 1 – пьезоэлектрическая пластина, 2 - электроды резонатора с поперечным электрическим полем, 3 – демпфирующий слой

Прямоугольная пластина ниобата лития имела поперечные размеры 60×20 мм^2 и толщину 510 мкм, на которую наносились две пары прямоугольных электродов длиной 10 мм и шириной 5 мм и зазором 2 мм между ними. Расстояние между отдельными парами электродов составляло 6 мм. В качестве электродов использовалась пленка алюминия с толщиной ~200 нм, напыленная в вакууме через соответствующую маску. Поперечное электрическое поле было направлено вдоль кристаллофизической оси Y. Для обеспечения электрического контакта использовался проводящий клей и золотая проволока диаметром 25 мкм. Для определения акустической связи каждый из резонаторов при помощи 50 – омных кабелей подсоединялся к четырехканальному измерителю S - параметров E5071C (компания Agilent). Чтобы определить характеристики отдельных резонаторов, измерялись частотные характеристики реальной и мнимой частей электрического импеданса/адмиттанса с помощью измерителя LCR параметров 4285A (компания Agilent). Для подавления паразитных колебаний (волн Лэмба и SH волн, а также объемных поперечных волн, бегущих под электродами) вокруг электродов резонаторов и на часть поверхности самих электродов наносился слой специального демпфирующего покрытия (Рис.1). Значение ширины непокрытой части электродов Δ менялось от 5 до 0 мм. В первом случае демпфирующим слоем было покрыто только пространство между электродами, а во втором еще и вся поверхность электродов покрывалась поглощающим слоем.

III. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперименты показали, что устойчивые последовательный и параллельный резонансы достигаются на продольной акустической волне, распространяющейся вдоль нормали к плоскости пластины, т.е. вдоль кристаллографической оси X. В ходе эксперимента менялась ширина непокрытой части электродов Δ с шагом 0.3 – 0.7 мм, и для каждого значения Δ измерялись частотные зависимости действительной и мнимой частей электрического импеданса и адмиттанса каждого резонатора. Измерялся также

параметр S_{12}, который характеризует акустическую связь между резонаторами. Полученные экспериментальные значения резонансной частоты и добротности, а также максимальные значения реальной части импеданса и адмиттанса приведены в таблице 1 для различных значений непокрытой части электродов Δ для каждого резонатора. Здесь же приведены значения эффективного коэффициента электромеханической связи.

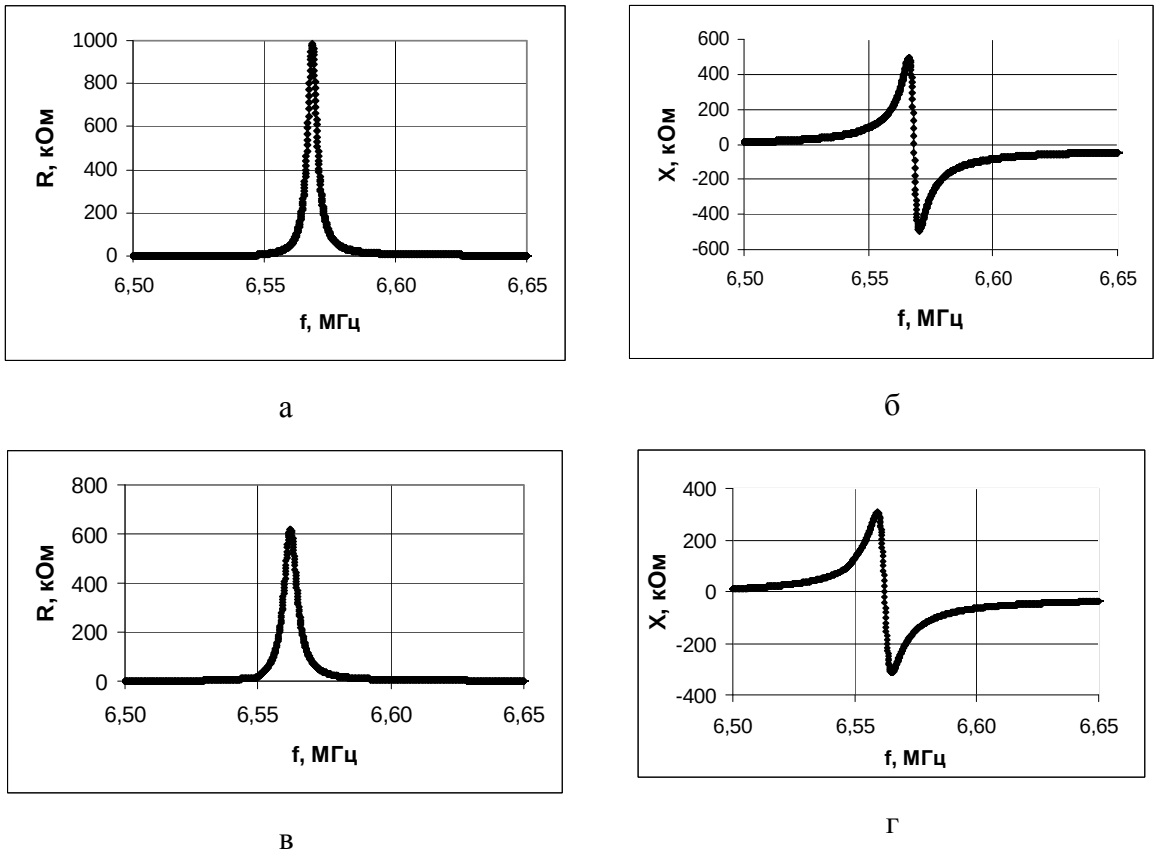
Таблица 1. Значения резонансной частоты, максимального значения реальной части электрического импеданса/адмиттанса и добротности для параллельного и последовательного резонансов, а также коэффициента электромеханической связи отдельных резонаторов матрицы для различных значений ширины непокрытой части электродов Δ

Δ, мм	Резонатор	Параллельный резонанс			Последовательный резонанс			K^2
		f, МГц	R, кОм	Q	f, МГц	G, мС	Q	
5	1	6.557	701,7	1749	6.4509	1.212346	1075	3.99
	2	6.5522	460,5	1202	6.4485	1.287231	1402	3.91
4.3	1	6.561	779	2083	6.4589	2.040823	1928	3.84
	2	6.5625	550,6	1427	6.4593	2.598071	2691	3.88
3.8	1	6.5676	885,8	2153	6.4624	2.574338	2638	3.95
	2	6.5672	616	1545	6.4634	3.160668	3494	3.9
3.4	1	6.5653	892,5	2320	6.465	3.605856	3966	3.77
	2	6.5662	623,7	1602	6.4658	4.154457	4974	3.77
2.8	1	6.5654	922,4	2432	6.4665	4.708535	5774	3.72
	2	6.5668	657,7	1706	6.4683	5.29123	6970	3.7
2.6	1	6.5651	918,5	2409	6.4678	5.672032	7609	3.66
	2	6.563	621,7	1683	6.4693	6.690762	9627	3.52
2.3	1	6.5684	981,5	2389	6.468	6.328653	9360	3.77
	2	6.5621	619,7	1704	6.47	7.097487	11252	3.46
1.6	1	6.5654	914	2357	6.4691	6.962861	11231	3.62
	2	6.5644	627	1683	6.471	7.296413	12589	3.51
1.3	1	6.5654	905,4	2362	6.4704	6.55816	11352	3.57
	2	6.5655	622,9	1641	6.4722	7.012128	13048	3.51
0.9	1	6.5648	882,9	2345	6.4706	6.169941	11638	3.54
	2	6.5642	627,3	1641	6.4725	5.982727	12329	3.45
0.4	1	6.5604	951,9	2523	6.4708	3.21701	6869	3.37
	2	6.5626	641,8	1774	6.4726	3.366178	7500	3.38
0	1	6.5638	1020,8	2679	6.4699	1.577579	1961	3.53
	2	6.5621	646,2	1750	6.4719	1.510791	2697	3.39

Из таблицы видно, что при изменении величины Δ частоты параллельного и последовательного резонансов и коэффициент электромеханической связи меняются в небольших пределах. Что касается добротности, то при изменении Δ от 5 до 0 мм

значения добротности параллельного резонанса меняются в пределах 1749 - 2679 и 1202 - 1750 для первого и второго резонаторов, соответственно. Аналогичные пределы для последовательного резонанса составляют 1075-11638 и 1402 -13048 для первого и второго резонатора, соответственно. Сравнение с данными, приведенными в [10] показывает достаточно высокую акустическую развязку между резонаторами. Это также подтверждается измерением параметра S_{12}, который во всех случаях по абсолютной величине превышал 50 дБ.

На Рис.2 для иллюстрации представлены частотные зависимости действительной (а, в) и мнимой (б, г) частей электрического импеданса первого (а, б) и второго (в, г) резонаторов с поперечным электрическим полем на основе пластины ниобата лития для зазора между электродами 2 мм и для значения Δ = 2.3 мм.



а б в г

Рис.2 - Частотные зависимости действительной (а, в) и мнимой (б, г) частей электрического импеданса первого (а,б) и второго (в,г) резонаторов с поперечным полем на основе пластины ниобата лития для зазора между электродами 2 мм и значения Δ=2,3 мм

На Рис. 3 представлены частотные зависимости действительной (а, в) и мнимой (б, г) частей электрического адмиттанса первого (а, б) и второго (в, г) резонаторов с поперечным полем на основе пластины ниобата лития для зазора между электродами 2 мм и для значений Δ=2.3 мм.

Зависимости, приведенные на Рис.2 и 3 показывают полное отсутствие паразитных колебаний.

IV. ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показали, что систему из нескольких резонаторов можно использовать, например, для создания многосенсорного газового датчика. Для

этого необходимо изготовить решетку резонаторов с поперечным электрическим полем на одной пьезоэлектрической пластине и на обратную сторону каждого резонатора нанести газо-чувствительное покрытие, проводимость или механический импеданс которого меняется в присутствии того или иного газа. В этом случае наличие газа приведет к изменению резонансной частоты, которое зависит от концентрации газа. Таким образом, подключение электрического входа каждого резонатора к многоканальному анализатору импеданса/адмиттанса, позволит определить изменение

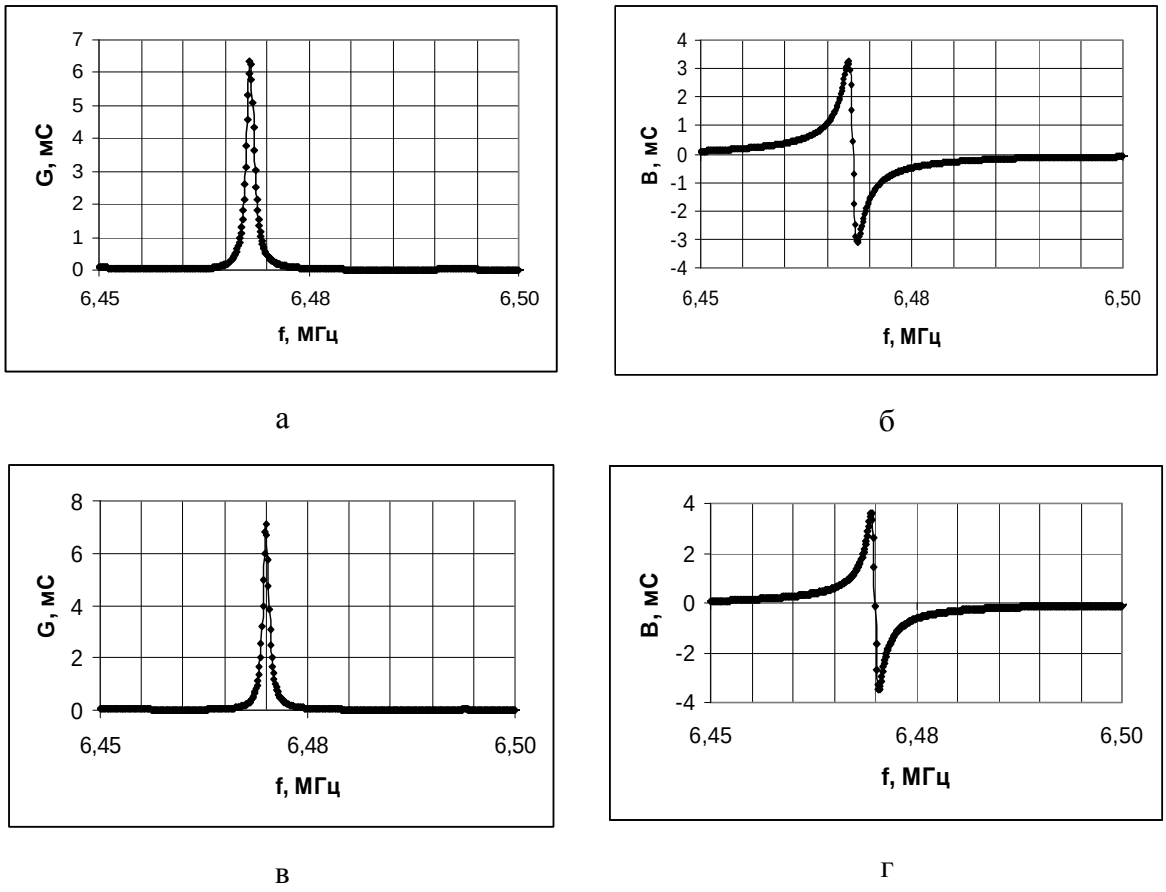


Рис.3 - Частотные зависимости действительной (а, в) и мнимой (б, г) частей электрического адмиттанса первого (а,б) и второго (в,г) резонаторов с поперечным полем на основе пластины ниобата лития для зазора между электродами 2 мм и значения Δ=2.3 мм

резонансной частоты, и тем самым концентрацию того или иного газа в газовой смеси. Это позволит проводить мониторинг различной газовой среды, что представляет большое значение для обеспечения экологической безопасности.

Кроме того, решетка из нескольких акустически развязанных резонаторов на одной пластине позволяет сделать мультисенсорный биологический анализатор, если на обратной стороне каждого резонатора поместить жидкостную ячейку [11]. Это позволит проводить одновременную детекцию бактериальных клеток в нескольких образцах исследуемой суспензии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантами РФФИ 12-02-01057а и 13-08-00678а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юинг Г. Инструментальные методы химического анализа. М.: Мир, 1989

2. Dewa A.S. and. Ko W.H. Semiconductor Sensors. John Wiley and Sons: New York, 1994. — P. 472.
3. Wang X., Carey W.P., and.Yee S.S. Monolitic thin-film metal-oxide gas sensor arrays with application to monitoring of organic vapors // Sensors and Actuator. — 1995. B 28. — P.63 -70.
4. Hung V.N., Abe T., Minh P.N., and Esashi M. Miniaturized highly sensitive single-chip multichannelquartz-crystal microbalance. — 2002. Vol. 81, № 26. — P. 5069-5071.
5. Anisimkin V.I., Verona E. New capabilities for optimizing SAW gas sensors // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Control. — 2001. Vol.48, №.5. — P.1413-1418.
6. Anisimkin V.I. Sensing properties of the Anisimkin Jr. acoustic modes in uncoated ST-quartz plates // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Control. — 2013. Vol.60, № 10. — P.2204-2207.
7. Vetelino J.F. A lateral field excited acoustic wave sensor platform // Proceed.of IEEE Ultrason. Symp. — 2010. — P. 2269-2272.
8. Winters S., Berngardt G., and Vetelino J. A dual lateral –field –excited bulk acoustic sensor array // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Control. — 2013. Vol.60, №.3. — P. 573-578.
9. Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е., Шихабудинов А.М., Васильев А.А. Новый способ подавления паразитных мод в пьезоэлектрическом резонаторе с поперечным электрическим полем // Письма в ЖТФ. — 2011. Т.37, В.11. — С.27-34.
10. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., and Borodina I.A. The Study of Piezoelectric Lateral - Electric - Field - Excited Resonator // IEEE Trans. on Ultrason. Ferroelectr. and Freq. Contr. — 2014. Vol. 61, №. 1. — P. 162 – 172.
11. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Ignatov O.V., Guliy O.I. Biological Sensor Based on the Lateral Electric Field Excited Resonator // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr. — 2012. Vol.59, №5. — P.963-969. назад к содержанию

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ АНОМАЛЬНОГО РЕЗИСТО-АКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Кузнецова И.Е.[1)], Зайцев Б.Д.[2)]

[1)] Институт радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН, Москва
[2)] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН, Саратов

E-mail: kuziren@yandex.ru

Как известно, аномальный резисто-акустический эффект является фундаментальным свойством слабо-неоднородных пьезоактивных волн (волны Гуляева-Блюстейна, волны Лява, утекающие волны). Он заключается в том, что при увеличении проводимости слоя, находящегося на поверхности пьезоэлектрика или структуры его содержащего, скорость слабо-неоднородных волн вначале увеличивается и только затем уменьшается. В настоящей работе продолжено исследование особенностей существования данного эффекта и исследуется влияние на его характеристики различных электрических граничных условий. Определены геометрические параметры структур, при которых он существует и исчезает. Показано, что при удалении слоя с произвольной проводимостью от поверхности пьезоэлектрика величина аномального резисто-акустического эффекта уменьшается. При удалении от структуры «пьезоэлектрик – слой с произвольной проводимостью» идеально проводящего экрана данный эффект увеличивается. Результаты работы полезны для более глубокого понимания физических основ распространения слабонеоднородных пьезоактивных акустических волн.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1, 2], аномальный резисто-акустический эффект (АРАЭ) является фундаментальным свойством слабо-неоднородных пьезоактивных волн (волны Гуляева-Блюстейна, волны Лява, утекающие волны). Он заключается в том, что при увеличении проводимости слоя, находящегося на поверхности пьезоэлектрика или структуры его содержащего, скорость слабо-неоднородных волн вначале увеличивается и только затем уменьшается. В работе [1] было показано, что физическая причина данного эффекта заключается в наличии двух противоположно направленных процессов. С одной стороны с ростом поверхностной проводимости σ_s глубина проникновения волны уменьшается, и энергия электрического поля вблизи поверхности кристалла возрастает, что приводит к увеличению скорости волны. С другой стороны при увеличении σ_s тангенциальные компоненты электрического поля на поверхности уменьшаются, что в свою очередь вызывает уменьшение скорости волны. Эти процессы приводят к тому, что зависимость отношения плотности потоков электрической и механической энергий слабонеоднородных волн от σ_s имеет оптимум. Это и объясняет существование аномального резисто-акустического эффекта. В работе [3] наличие данного эффекта было подтверждено экспериментально для слабонеоднородных поверхностных акустических волн с поперечной поляризацией в структуре «36^0Y-X ниобат лития – тонкая проводящая пленка алюминия». В настоящей работе продолжено исследование особенностей существования данного эффекта и исследуется влияние на его характеристики различных электрических граничных условий.

1. АРАЭ В СТРУКТУРЕ «ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК – ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР – СЛОЙ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ»

Рассмотрим распространение слабонеоднородной поверхностной акустической волны Гуляева-Блюстейна в структуре «пьезоэлектрик – воздушный зазор – слой с произвольной проводимостью» (рис.1). Как известно [4, 5], наибольшей

пьезоактивностью данная волна обладает в YX ниобате калия, что и послужило основанием для выбора данного материала в качестве рассматриваемого пьезоэлектрика. Приведенные в работе [6] материальные постоянные для ниобата калия использовались при расчетах характеристик волны Гуляева Блюстейна в вышеуказанной структуре.

Для решения задачи запишем систему уравнений [7], в которую входят: уравнение движения упругой среды:

$$\rho \partial^2 U_i / \partial t^2 = \partial T_{ij} / \partial x_j \,, \tag{1}$$

уравнения Лапласа:

$$\partial D_j / \partial x_j = 0 \tag{2}$$

и уравнения состояния пьезокристалла:

$$T_{ij} = C_{ijkl}\, \partial U_l / \partial x_k + e_{kij}\, \partial \Phi / \partial x_k \,, \tag{3}$$

$$D_j = -\varepsilon_{jk}\, \partial \Phi / \partial x_k + e_{jlk}\, \partial U_l / \partial x_k \,. \tag{4}$$

Здесь ρ - плотность среды, U_i - компонента механического смещения частиц, t – время, T_{ij} – компонента тензора механического напряжения, x_j – координаты, D_j – компонента вектора электрической индукции, C_{ijkl}, e_{ijk}, ε_{jk} - упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные, соответственно, Φ - электрический потенциал.

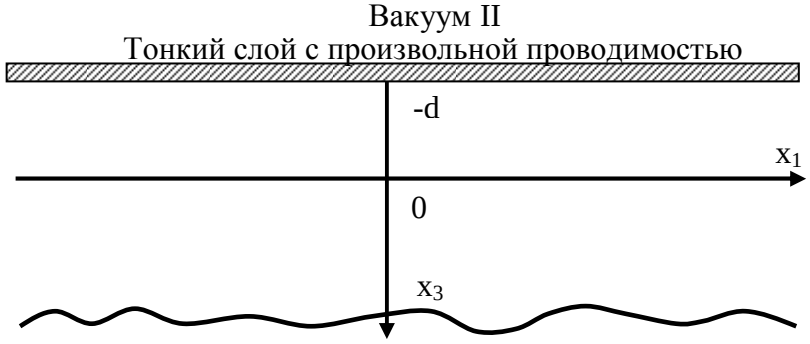


Рис. 1. Геометрия задачи. Волна распространяется вдоль x_1

При этом используется условие квазистатического приближения:

$$E_i = -\partial \Phi / \partial x_i \,, \tag{5}$$

где E_i – компонента вектора напряженности электрического поля.

В областях I и II электрическая индукция должна удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\partial D_j^I / \partial x_j = 0,\ \partial D_j^{II} / \partial x_j = 0, \tag{6}$$

где $D_j^I = -\varepsilon_0 \partial \Phi^I / \partial x_j$ и $D_j^{II} = -\varepsilon_0 \partial \Phi^{II} / \partial x_j$. Здесь индексы I и II обозначают величины, относящиеся к областям $d<x_3<0$ и $x_3>-d$ соответственно, а ε_0 -диэлектрическая постоянная вакуума.

Запишем теперь механические и электрические граничные условия.

$$T_{3j} = 0,\ \Phi = \Phi^I,\ D_3 = D^I{}_3 \text{ при } x_3=0, \tag{7}$$

$$\Phi^I = \Phi^{II},\ D^I{}_3 - D^{II}{}_3 = -\delta \text{ при } x_3=-d \tag{8}$$

Здесь δ - плотность поверхностного заряда, которая связана с плотностью поверхностного тока в рамках гидродинамического приближения уравнением сохранения заряда [8]

$$\partial J_1 / \partial x_1 = -\partial \delta / \partial t \,. \tag{9}$$

Здесь J_1 – компонента плотности поверхностного тока.

Отсюда, учитывая выражение для поверхностного тока проводимости в слое [8]:

$$J_1 = -\sigma_S \partial\Phi/\partial x_1 , \quad (10)$$

и учитывая, то, что все переменные ~ exp(jω(t-x_1/V)) можно получить

$$\delta = -i\sigma_S \Phi\omega/V^2. \quad (11)$$

Здесь σ_S – поверхностная проводимость слоя.

Указанная выше граничная задача решалась следующим методом. Решение представлялось в виде совокупности плоских неоднородных волн [9, 10] и имело вид:

$$Y_i(x_1, x_3, t) = Y_i(x_3)\exp[j\omega(t - x_1/V)], \quad (12)$$

где i=1÷8 для пьезоэлектрика, а для вакуума i=1, 2; V – фазовая скорость, ω – круговая частота акустической волны. Здесь введены следующие нормированные переменные:

$$Y_i = \omega C_{11}^* U_i/V , Y_4 = T_{13}, Y_5 = T_{23}, Y_6 = T_{33}, Y_7 = \omega e^* \Phi/V , Y_8 = e^* D_3/\varepsilon_{11}^* , \quad (13)$$

где i=1,2,3; $C_{11}^*, \varepsilon_{11}^*$ - нормировочные материальные постоянные пьезоэлектрической среды в кристаллофизической системе координат; e^* =1 и имеет размерность пьезоэлектрической постоянной.

Подставляя выражение (12) в уравнения (1) - (4), получим системы из 8-ми и из 2-х обыкновенных дифференциальных линейных уравнений для пьезоэлектрической среды и вакуума, соответственно. Каждую из этих систем можно записать в следующем матричном виде:

$$[A][dY/dx_3] = [B][Y] . \quad (14)$$

Здесь $[dY/dx_3]$ и $[Y]$ – 8-мерные векторы для среды и 2-мерные векторы для вакуума, компоненты которых определены в соответствии с формулами (13). Матрицы $[A]$ и $[B]$ - квадратные, размером 8 х 8 для пьезоэлектрической среды и размером 2х2 для вакуума.

Поскольку матрица $[A]$ не является особенной ($det[A] \neq 0$), то для каждой контактирующей среды можно записать

$$[dY/dx_3] = [A^{-1}][B][Y] = [C][Y]. \quad (15)$$

Далее для решения системы уравнений (15) необходимо найти собственные значения $\beta^{(i)}$ матриц $[C]$ и соответствующие им собственные векторы $[Y^{(i)}]$, определяющие параметры парциальных волн, для каждой из контактирующих сред. Общее решение будет линейной комбинацией всех парциальных волн для каждой среды:

$$Y_k = \sum_{i=1}^{N} A_i Y_k^{(i)} \exp\left(\beta^{(i)} x_3\right)\exp(i\omega[t - x_1/V]) , \quad (16)$$

где число собственных значений $N=8$ для пьезоэлектрической среды и N=2 для вакуума, A_i - неизвестные величины. Для нахождения величин A_i и скорости V воспользуемся механическими и электрическими граничными условиями (7) – (8), которые также были записаны в нормированном виде с учетом (13). В случае пьезоэлектрического полупространства собственные значения с положительной действительной частью исключаем из рассмотрения, поскольку все переменные в этом случае должны иметь убывающую амплитуду вглубь пьезоэлектрика. Таким образом, для пьезоэлектрической среды в рассмотрение принимаются только 4 собственных значения с отрицательной действительной частью. Для вакуума, расположенного в области $-d>x_3>0$ в рассмотрение принимаются оба собственных значения соответствующей матрицы [C], а для вакуума в области $x_3>-d$ собственные значения с отрицательной действительной частью исключим из рассмотрения, поскольку все переменные в вакууме должны иметь убывающую амплитуду при удалении от слоя с произвольной проводимостью.

Таким образом, неизвестные величины A_i и скорость V можно определить из системы однородных алгебраических линейных уравнений (7) и (8).

В результате применения описанного метода определялись фазовая скорость волны и амплитуды всех электрических и механических переменных в зависимости от координаты x_3.

В результате теоретического анализа были получены зависимости скорости волны Гуляева-Блюстейна от проводимости слоя при различных значениях величины нормированного зазора d/λ между слоем и поверхностью пьезоэлектрика (λ - длина волны). Полученные результаты приведены на рис.2. Видно, что для определенных значениях расстояния между слоем и пьезоэлектриком возникает аномальный резисто-акустический эффект, т.е. с ростом проводимости слоя скорость волны Гуляева-Блюстейна вначале увеличивается, достигает максимума, а только затем уменьшается

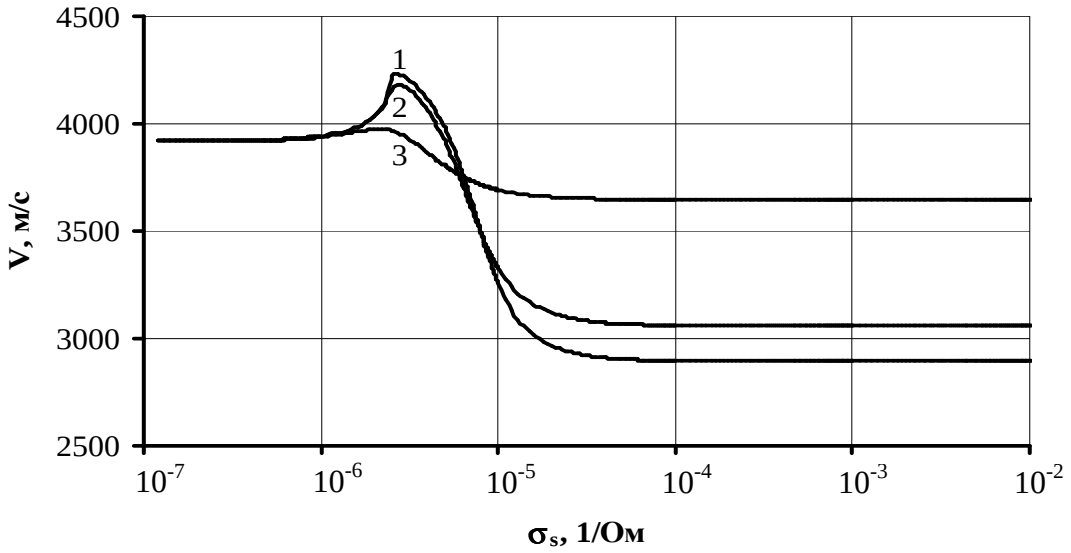


Рис. 2. Зависимости скорости волны Гуляева-Блюстейна в структуре «YX ниобат калия – воздушный зазор – слой с произвольной проводимостью» от проводимости слоя при $d/\lambda = 10^{-6}$ (1), 10^{-4} (2), 10^{-3} (3)

Обнаружено также, что при удалении проводящего слоя от пьезоэлектрика величина аномального резисто-акустического эффекта уменьшается. Это подтверждается рис.3,

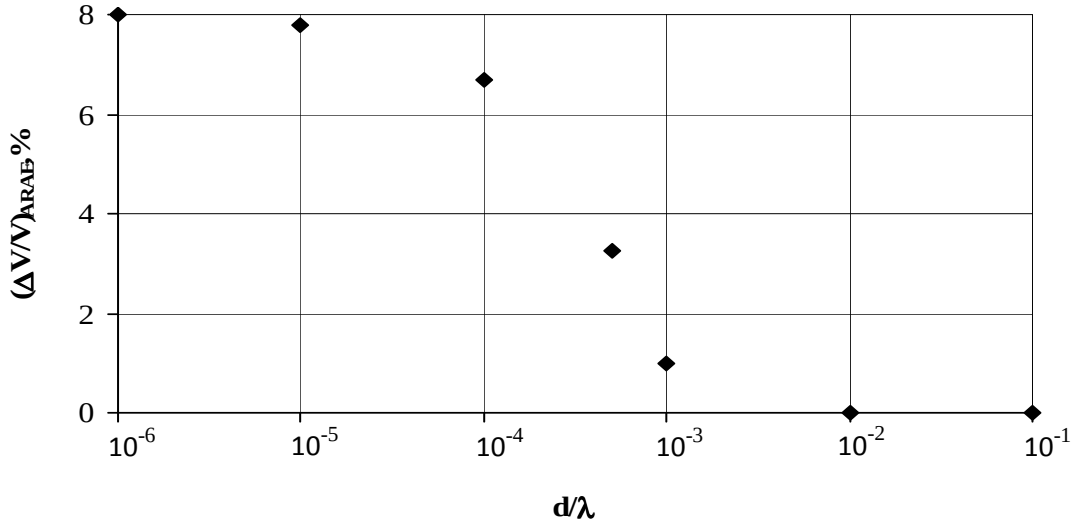


Рис. 3. Зависимость максимального положительного относительного изменения скорости волны Гуляева-Блюстейна в структуре «YX ниобат калия – воздушный зазор – слой с произвольной проводимостью» при увеличении проводимости слоя от d/λ

на котором приведена зависимость максимального положительного относительного изменения скорости при увеличении зазора между слоем с произвольной проводимостью и поверхностью пьезоэлектрика.

Наблюдаемый эффект связан с тем, что при удалении слоя с произвольной проводимостью от поверхности пьезоэлектрика глубина проникновения волны Гуляева-Блюстейна увеличивается и энергия электрического поля волны вблизи поверхности кристалла уменьшается. Это приводит к меньшему увеличению скорости волны при увеличении проводимости слоя, чем, если бы этот слой находился непосредственно на поверхности пьезоэлектрика. С другой стороны при удалении проводящего слоя закорачивание тангенциальных компонент электрического поля, приводящее к уменьшению скорости волны, происходит слабее, что и приводит к ослаблению аномального резисто-акустического эффекта.

2. АРАЭ В СТРУКТУРЕ «ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК – СЛОЙ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ – ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР – ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИЙ ЭКРАН»

Рассмотрим теперь распространение слабонеоднородной поверхностной акустической волны Гуляева-Блюстейна в структуре «пьезоэлектрик – слой с произвольной проводимостью – воздушный зазор» (рис.4).

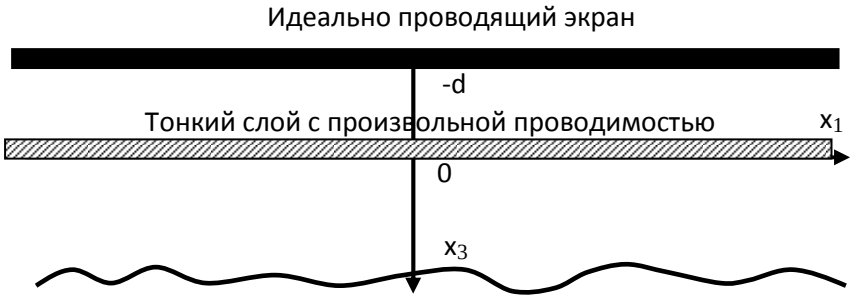


Рис. 4. Геометрия задачи. Волна распространяется вдоль оси x_1

Для решения задачи будем использовать систему уравнений записанную в п.1. Для данной структуры механические и электрические граничные условия будут иметь следующий вид:

$$T_{3j} = 0,\ \Phi = \Phi^I,\ D_3 - D^I_3 = -\delta \text{ при } x_3=0, \quad (17)$$

$$\Phi^I = 0 \text{ при } x_3=-d \quad (18)$$

Данную граничную задачу будем решать методом, описанным выше.

В результате были получены зависимости скорости волны Гуляева-Блюстейна от проводимости слоя при различных значениях величины нормированного зазора d/λ между идеально проводящим экраном и поверхностью пьезоэлектрика (рис.5). Видно, что и в этом случае при определенном значении зазора наблюдается аномальный резисто-акустический эффект. На рис.6 представлена зависимость максимального положительного относительного изменения скорости волны Гуляева-Блюстейна, наблюдающаяся при увеличении проводимости слоя, лежащего на поверхности пьезоэлектрика. Видно, что с удалением идеально проводящего экрана от поверхности пьезоэлектрика величина аномального резисто-акустического эффекта возрастает. Это

связано с тем, что в присутствии экрана вблизи пьезоэлектрика глубина локализации волны Гуляева-Блюстейна сильно уменьшается и увеличение проводимости слоя на поверхности пьезоэлектрика перестает на нее влиять, что приводит к отсутствию эффекта увеличения волны. При удалении экрана глубина проникновения волны увеличивается и изменение проводимости слоя вначале приводит к увеличению скорости волны, что и выражается в появлении аномального резисто-акустического эффекта. При дальнейшем увеличении проводимости эффект закорачивания тангенциальных компонент электрического поля волны становится сильнее и ее скорость начинает уменьшаться, т.е. аномальный резисто-акустический эффект исчезает.

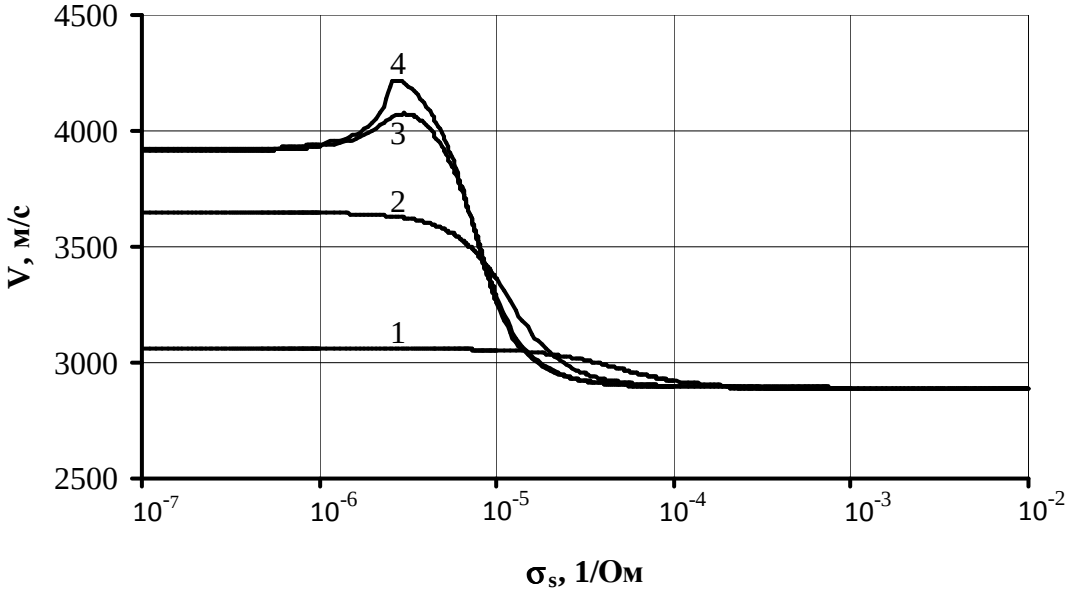


Рис. 5. Зависимости скорости волны Гуляева-Блюстейна в структуре «YX ниобат калия – слой с произвольной проводимостью – воздушный зазор – идеально проводящий экран» от проводимости слоя при $d/\lambda = 10^{-4}$ (1), 10^{-3} (2), 10^{-2} (3) , 10^{-1} (4)

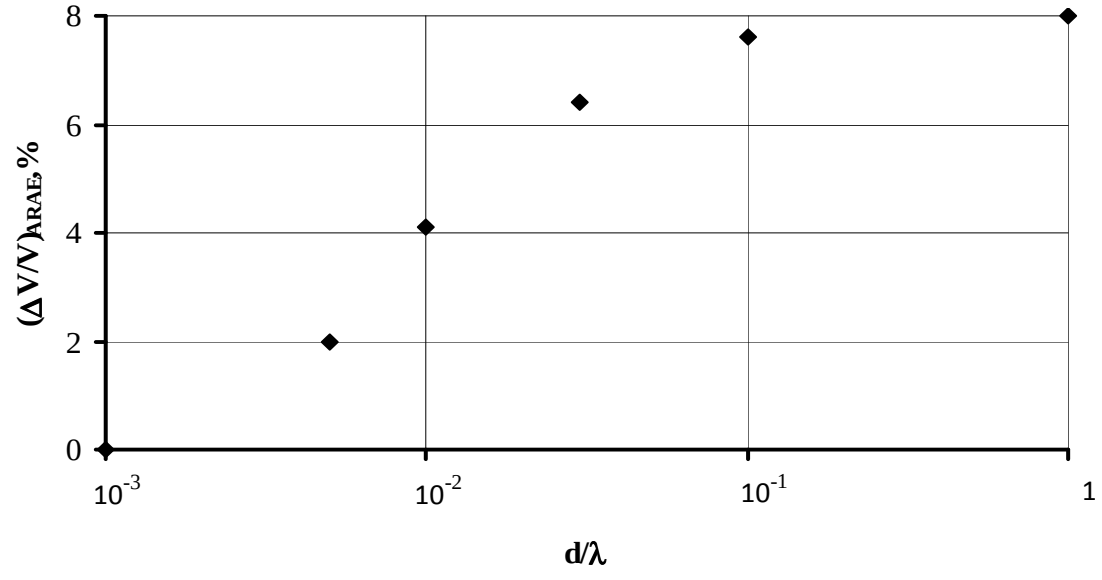


Рис. 6. Зависимость максимального положительного относительного изменения

скорости волны Гуляева-Блюстейна в структуре «YX ниобат калия – слой с произвольной проводимостью – воздушный зазор – идеально проводящий экран» при увеличении проводимости слоя от d/λ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрено влияние различных электрических граничных условий на особенности существования аномального резисто-акустического эффекта. Определены геометрические параметры структур, при которых он существует и исчезает. Показано, что при удалении слоя с произвольной проводимостью от поверхности пьезоэлектрика величина аномального резисто-акустического эффекта уменьшается. При удалении от структуры «пьезоэлектрик – слой с произвольной проводимостью» идеально проводящего экрана данный эффект увеличивается. Результаты работы полезны для более глубокого понимания физических основ распространения слабонеоднородных пьезоактивных акустических волн.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00596.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zaitsev B.D. Anomalous resisto-acoustic effect/ B.D. Zaitsev, I.E. Kuznetsova, S.G. Joshi // Journal of Applied Physics. — 1999. Vol.86. — P.6868-6874.
2. Zaitsev B.D. Anomalous resisto-acoustic effect in structure piezoelectric – conductive liquid / B.D. Zaitsev, I.E. Kuznetsova, S.G. Joshi // Technical Phys. — 2001. Vol. 46, №6. — P.767-769.
3. Zaitsev B.D. Anomalous resisto-acoustic effect for leaky surface acoustic waves/ B.D. Zaitsev, I.E. Kuznetsova, A.A. Teplykh // Journal of Applied Physics. — 2005. Vol.97. — 046102.
4. Yamanouchi K. Theoretical and experimental study of super high electromechanical coupling surface acoustic wave propagation in $KNbO_3$ single crystal / K.Yamanouchi, H. Odagawa, T. Kojima, T. Matsumura // Electon. Lett. — 1997. Vol. 33, №3. — P.193-194.
5. Nakamura K. SH-mode SAW and its acousto-optic interaction in $KNbO_3$ / K. Nakamura, M. Oshiki, H. Kitazume // IEEE Int. Ultras. Symp. — 1998. — P.1305-1308.
6. Zgonik M. Materials constants of $KNbO_3$ relevant for electro- and acousto-optics / M. Zgonik, R. Schlesser, I. Biaggio, J. Tscherry, P. Gunter, E. Voit // J. Appl. Phys. — 1993. Vol. 74, №2. — P.1287-1297.
7. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. — 424 с.
8. Auld B.A. Acoustic fields and waves in solids. Vol.2. New York: Willey, 1973. — 475 с.
9. Поверхностные акустические волны / Под. ред. А. Олинера. М.: Мир, 1981. Гл. 2. — 322 с.
10. Zaitsev B.D. Investigation of quasi-shear-horizontal acoustic waves in thin plates of lithium niobate/ B.D. Zaitsev, S.G. Joshi, I.E. Kuznetsova // Smart Material & Structures. — 1997. Vol. 6. — P. 739-744. назад к содержанию

РАЗРАБОТКА БЕСКОНТАКТНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ НА SH_0 ВОЛНАХ

Зайцев Б.Д.[1)], Шихабудинов А.М.[1)], Теплых А.А.[1)], Кузнецова И.Е.[2)]

[1)] *Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов.*

[2)] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва*

E-mail: alex-sheih@yandex.ru

В работе экспериментально показана возможность измерения поверхностной проводимости тонких проводящих пленок при помощи линии задержки с двумя встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) на основе пластины Y-X ниобата лития толщиной 0.2 мм, в которой распространялась акустическая волна с поперечно-горизонтальной поляризацией нулевого порядка (SH_0). Выбор ориентации пластины, ее толщины и рабочей частоты волны определялся необходимостью получения значительного коэффициента электромеханической связи ~30%. Указанная линия задержки подключалась к измерителю S – параметров типа E5071C, который позволял измерять полные потери и фазу выходного сигнала. Линия задержки имела линейную фазо-частотную характеристику в полосе частот 3,28 – 3,41 МГц, и на центральной частоте 3.3 МГц полные потери составляли 24 дБ. Было установлено, что при расположении над поверхностью линии задержки между ВШП диэлектрической пластины с тонкой проводящей пленкой полные потери и фаза выходного сигнала менялись, причем степень изменения уменьшалась с ростом зазора между ними. Это связано с тем, что электрические поля акустической волны частично проникали в проводящую пленку, что приводило к уменьшению эффективного коэффициента электромеханической связи и, соответственно, к изменению скорости акустической волны и фазы выходного сигнала. В качестве исследуемых проводящих пленок использовались тонкие пленки хрома и алюминия, которые напылялись в вакууме на стеклянные пластинки толщиной 1.26 мм. Меняя толщину пленки металла можно было менять ее поверхностную проводимость. Проводимость получаемых проводящих пленок менялась в пределах 1 -10^{-6} С и определялась при помощи модернизированного четырехзондового метода. Экспериментальные данные позволили построить калибровочную зависимость разности фаз выходного сигнала от поверхностной проводимости пленки при величине зазора между стеклянной пластинкой и звукопроводом порядка 100 мкм. Калибровочная зависимость оказалась близкой к линейной с наклоном порядка 120 град/С. Очевидно, что изменить диапазон значений измеряемой поверхностной проводимости можно путем изменения величины указанного зазора. Рассмотренный метод может найти применение для измерения проводимости таких пленок, контакты к которым невозможно изготовить или эти контакты могут существенно повлиять на проводимость пленки.

I. ВВЕДЕНИЕ

Тонкие пленки являются объектом повышенного и возрастающего внимания исследователей и разработчиков вследствие широких направлений их практического использования, особенно в электронике. Тонкопленочные элементы и покрытия широко используются как при разработке сенсоров широко спектра назначения, приборов микроэлектроники, электрохромных устройств, суперконденсаторов, фотоэлектрохимических преобразователей солнечной энергии, так и для предотвращения коррозии, повышения износоустойчивости различных поверхностей и улучшения внешнего вида различных изделий. Тонкие пленки также представляют собой интерес как наноразмерные объекты, в связи, с чем их изучение может стать актуальным и в области нанотехнологии. Кроме того тонкие пленки позволяют разрабатывать новые экспериментальные методы электрохимии, электроанализа и сенсорики [1]. Следует также отметить, что в настоящее время активно ведутся работы по синтезу и получению новых материалов обладающих заданными характеристиками,

а также проводятся исследования возможности изменения этих характеристик под воздействием внешних факторов (электрических, магнитных, а также акустических полей, температуры, освещения, давления и т.д.) [2-5]. При этом, как правило, часто такие материалы используются в качестве тонкопленочных элементов. Широко известно, что для большинства материалов их характеристики в виде тонких пленок и в объемном состоянии могут сильно отличатся. В то же время, очевидно, что для полноценного использования тонких пленок в различных областях электроники необходима полная информация об их материальных константах и физических параметрах, в частности, электрической проводимости. Следовательно, необходимы новые методы определения характеристик исследуемых материалов в виде тонких пленок. Разнообразные существующие способы в области резистометрии основанные, как правило, на создании хорошего электрического контакта между поверхностью пленки и измерительными элементами (электродами, зондами и т.д.) часто могут быть не приемлемы, поскольку их использованием может менять свойства пленки. Ранее теоретически была показана возможность бесконтактного определения поверхностной проводимости тонких проводящих пленок [6] с помощью акустических волн в пьезоэлектрических пластинах. Настоящая работа посвящена практической реализации этого бесконтактного метода на примере тонких металлических пленок.

II. ПОЛУЧЕНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ПЛЕНОК И ИЗМЕРЕНИЕ ИХ ПРОВОДИМОСТИ СТАНДАРТНЫМ МЕТОДОМ

В качестве исследуемых пленок использовались тонкие пленки алюминия и хрома, которые наносились на плоскопараллельную стеклянную подложку путем распыления указанных металлов в вакууме из вольфрамовых корзинок. В качестве подложек использовались образцы лабораторного стекла прямоугольной формы с размерами 26,8×46 мм и толщиной 1,26 мм. Размеры подложки определялись геометрией используемой линии задержки. Для получения пленок с различной толщиной и, соответственно, с разной поверхностной проводимостью в процессе напыления использовалось разное время распыления металла. Для измерения проводимости полученных пленок использовался стандартный четырехзондовый прибор для измерения поверхностной проводимости RM3000 (компании JANDEL). Кроме того, использовался модифицированный четырехзондовый измеритель, предполагающий наличие двух прямоугольных электродов, расположенных по всей ширине подложки, к которым прикладывалось электрическое напряжение, изменяющееся в определенных пределах для обеспечения поверхностного тока по всей ширине пленки между электродами. К пленке между электродами прикладывались два зонда с известным расстоянием между ними для измерения разности потенциалов между ними. В результате было установлено, что проводимость полученных пленок менялась в пределах от 1 С до 1 мкС.

III. ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

На втором этапе эксперимента исследовались зависимости фазы выходного сигнала и полных потерь линии задержки от зазора между сторонами линии задержки и стеклянной подложки с проводящей пленкой. Линия задержки представляла собой пластину из ниобата лития ($LiNbO_3$) толщиной 0.2 мм и поперечными размерами 22×52 мм. Пластина, нормаль к которой была ориентирована вдоль оси X, была закреплена в специальной опорной рамке (рис. 1). Опорная рамка была изготовлена из акрилового плексигласа с толщиной 6 мм, размерами 60×80 мм снаружи и 18×48 мм изнутри соответственно. Нижняя поверхность пластины ниобата лития, содержащая два встречно-штыревых преобразователя, была приклеена краями по всему периметру к опорной рамке таким образом, что обе стороны пластины между встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) были механически свободными.

Каждый ВШП состоял из пяти пар расщепленных электродов с апертурой 8 мм и периодом 1,2 мм. Расстояние между ВШП было 27 мм. Эти преобразователи возбуждали и принимали SH_0 волну, которая распространялась вдоль кристаллографической оси X. Рабочий диапазон частот составлял 2,6 - 3,8 МГц. Противоположные края пластины имели волнообразную форму с глубиной ~λ/2 (где длина волны λ = 1,2 мм) для предотвращения переотражений волны (рис. 1). Выбор ориентации пластины, ее толщины и рабочей частоты волны определялся необходимостью получения значительного коэффициента электромеханической связи, который для данной кристаллографической ориентации, рабочей частоты волны и толщины пластины составлял ~30% [7].

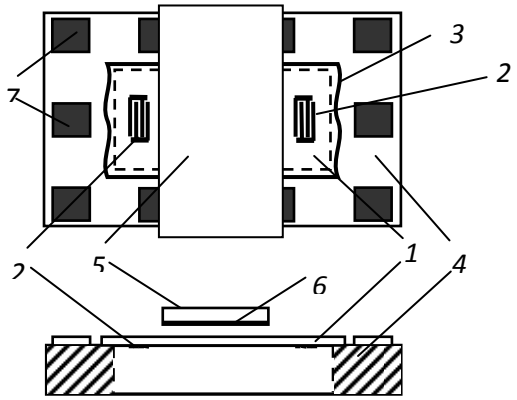
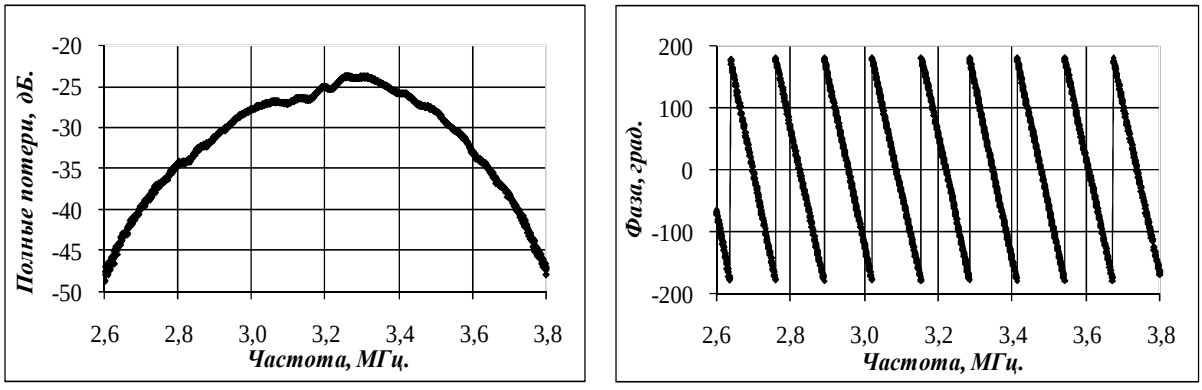


Рис. 1. Линия задержки с исследуемым образцом: 1- пластины Y-X ниобата лития, 2 – встречно- штыревой преобразователь, 3 – волнообразные края пластины для снижения отражений, 4 – опорная рамка, 5 – подложка, 6 – пленка металла, 7 – опорные кремниевые образцы

Сначала были исследованы частотные характеристики линии задержки без исследуемых образцов. Измерения показали, что полные потери составляют 24 dB на центральной частоте 3,3 МГц. Измерения в импульсном режиме показали, что мощность основного сигнала превысила все паразитные сигналы более чем на 30 дБ. Это позволило провести измерения в непрерывном режиме используя анализатор цепей Agilent E5071C (Agilent Technologies Inc.). На рисунке 2(а) и 2(б) представлены частотные зависимости полных потерь и фазы выходного сигнала исследуемой линии задержки, соответственно.



(а) (б)

Рис. 2. Частотные зависимости полных потерь (а) и фазы (б) линии задержки без подложки с проводящей пленкой

Видно, что в рассматриваемом частотном диапазоне фаза выходного сигнала линейно зависит от частоты, что также подтверждает присутствие паразитных переотраженных сигналов значительной амплитуды.

IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗЫ И ПОЛНЫХ ПОТЕРЬ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА В СТРУКТУРЕ «ЛИНИЯ ЗАДЕРЖКИ-ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР-ПОДЛОЖКА С ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКОЙ» ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ШИРИНЫ ЗАЗОРА И ПРОВОДИМОСТИ ПЛЕНКИ

На следующем этапе диэлектрическая пластина с проводящей пленкой располагалась над поверхностью линии задержки между ВШП с некоторым зазором (рис. 1), и измерялись полные потери и фаза выходного сигнала при изменении ширины этого зазора. Необходимая величина указанного зазора обеспечивалась с помощью специально изготовленного микрометрического устройства с точностью 1 мкм. Устройство, в свою очередь, позволяло соблюдать условие параллельности поверхности пластины линии задержки и подложки с пленкой в ходе эксперимента. Измерения проводились на фиксированной частоте, которая соответствовала минимальным потерям выходного сигнала. На этой фиксированной частоте проводились все измерения для исследуемого образца, а именно регистрировались значения фазы и полных потерь выходного сигнала для каждого выбранного значения ширины зазора между поверхностью линии задержки и подложкой. Результаты измерений позволили построить зависимость изменения фазы выходного сигнала линии задержки от ширины указанного зазора для пленок с различной проводимостью. Для этих зависимостей, представленных на рис. 3, была сделана нормировка, для которой разность фаз при зазоре 10 мкм приравнивалась к нулю. Видно, что с ростом ширины зазора разность фаз монотонно увеличивается и стремится к некоторому насыщению. При этом, разность фаз увеличивается с ростом проводимости пленки.

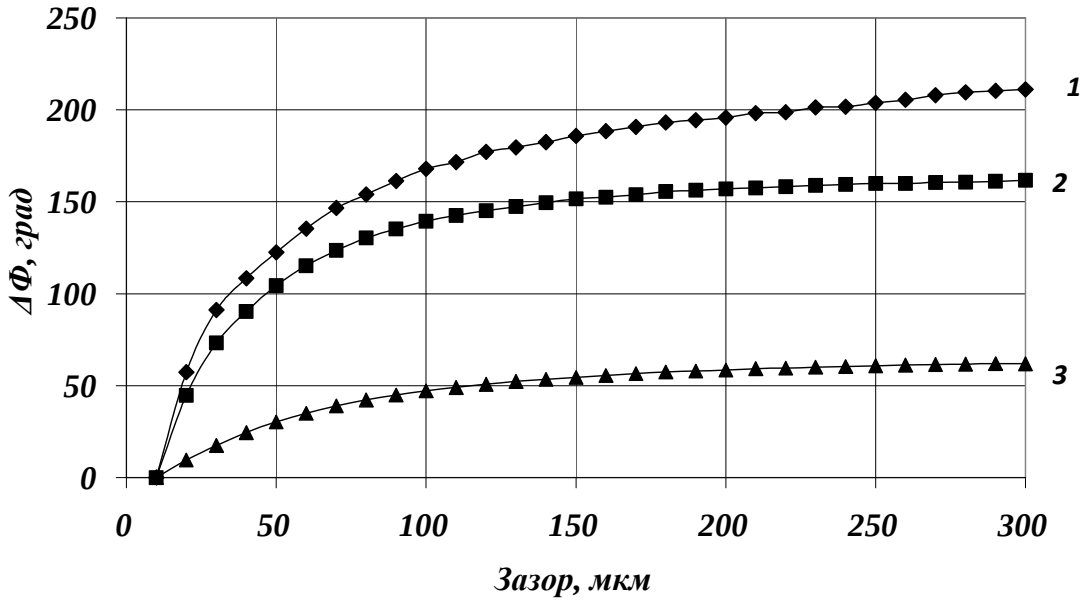


Рис. 3 Экспериментальные зависимости разности фаз от ширины зазора между поверхностью линии задержки и пленкой для пленок с проводимостью: 1 – 1С, 2 - 23×10^{-3} С, 3 - 10^{-6} С

Соответствующая зависимость разности фаз от проводимости для значений ширины зазора 10 и 100 мкм, представлена на рис. 4. На графике отчетливо видно, что данная зависимость близка к линейной с наклоном порядка 120 град/С.

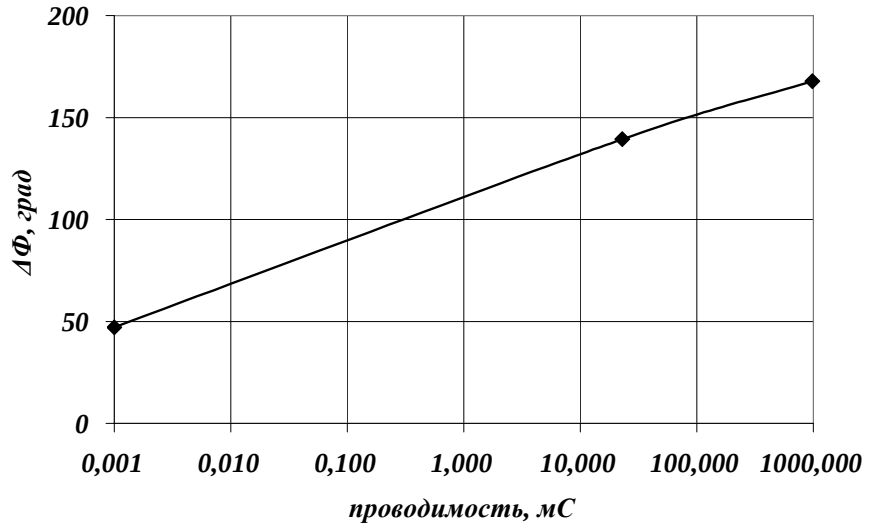


Рис. 4 Экспериментальная зависимость разности фаз от проводимости исследуемых пленок, при зазорах между поверхностью линии задержки и проводящей пленкой 10 и 100 мкм

Эта зависимость позволяет сформулировать методику измерения поверхностной проводимости пленки. В соответствие с этой методикой измеряется разность фаз выходного сигнала для значений ширины зазора 10 и 100 микрон. Затем, рассматривая график на рис. 4, как градуировочную кривую, по известной разности фаз можно найти соответствующую поверхностную проводимость. При этом, ширина подложки во всех случаях должна иметь одинаковое значение. В противном случае необходимо корректировать окончательный результат с учетом ширины подложки. На рис. 5 представлены зависимости полных потерь выходного сигнала от ширины зазора при различных значениях проводимости пленки. Видно, что изменение полных потерь не превышает 0.7 дБ, что позволяет пренебречь этим изменением при окончательной обработке данных.

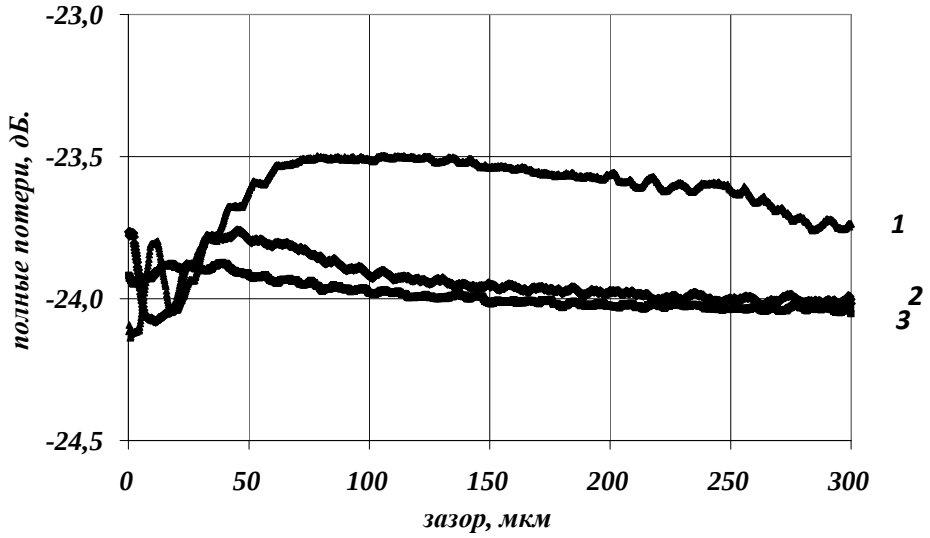


Рис. 5 Экспериментальные зависимости полных потерь выходного сигнала от ширины зазора между поверхностью линии задержки и пленкой для пленок с проводимостью: 1 – 1С, 2 -23×10^{-3} С, 3 - 10^{-6} С

V. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ВЫВОДАМИ ТЕОРИИ

Расчет фазы выходного сигнала от ширины зазора между сторонами линии задержки и подложки с проводящей пленкой проводился в следующей последовательности. Вначале, по методике, описанной в [6], рассчитывалась зависимость скорости акустической SH_0 волны в структуре «пьезоэлектрическая пластина – вакуумный зазор – тонкая проводящая пленка – стеклянная подложка» от ширины вакуумного зазора при различных значениях проводимости пленки. Затем, по известной частоте (3.3 МГц) и ширине подложки в направлении распространения волны (28.6 мм) рассчитывались зависимости изменения фазы выходного сигнала от ширины вакуумного зазора. Расчеты проводились для экспериментально используемых трех значений поверхностной проводимости 1, 23×10^{-3} и 10^{-6} С. Указанные расчетные зависимости представлены на левой стороне рис. 6, 7 и 8 для этих значений проводимости. На правой стороне этих рисунков представлены соответствующие экспериментальные зависимости. Видно, что качественное поведение теоретических и экспериментальных зависимостей совпадают. Что касается количественного сравнения, на рис. 6 и 8 теоретические значения превышают экспериментальные. В области насыщения эти разности фаз равны 250 и 210 град (σ =1С) и 80 и70 град (σ =1×10^{-6}С). Эту разницу можно объяснить неоднородностью толщины используемых пленок, которые напылялись практически из точечного испарителя.

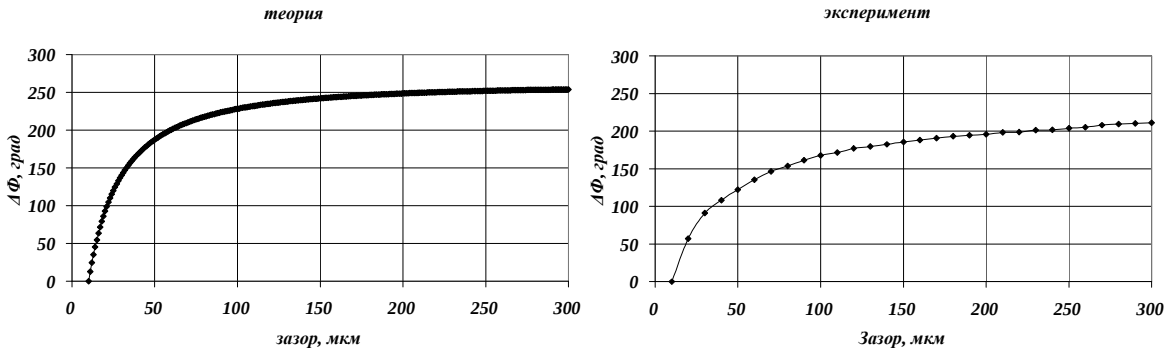


Рис. 6 Зависимость разности фаз от зазора между поверхностью линии задержки и пленкой с проводимостью 1С

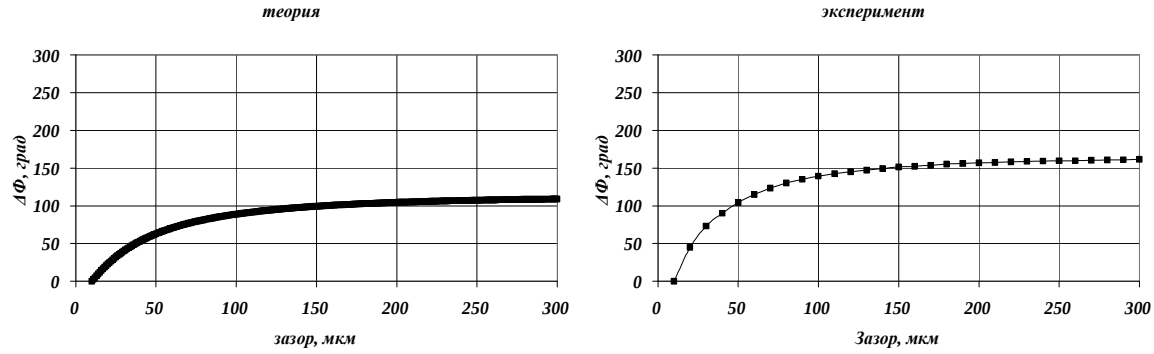


Рис. 7 Зависимость разности фаз от зазора между поверхностью линии задержки и пленкой с проводимостью 23×10^{-3} С

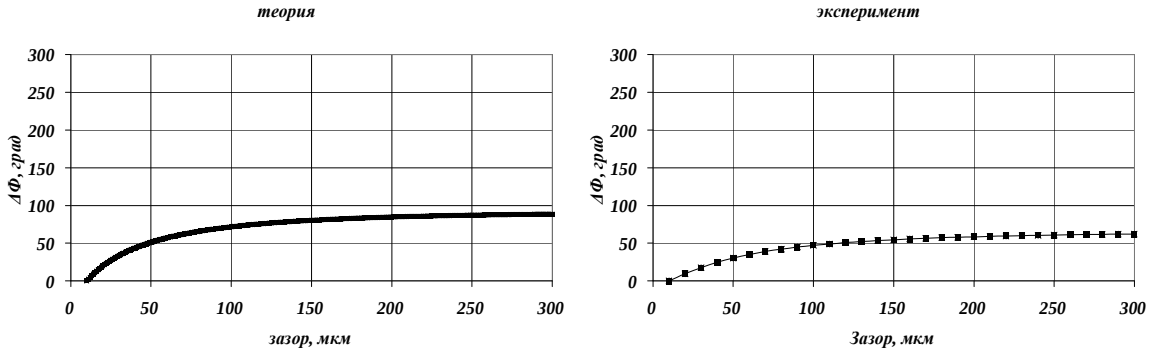


Рис. 8 Зависимость разности фаз от зазора между поверхностью линии задержки и пленкой с проводимостью 1×10^{-6} С

На рис. 7 для ($\sigma = 23\times10^{-3}$С) наблюдается противоположная ситуация, а именно экспериментальные (160 град) значения разности фаз оказались больше теоретических (110 град). Это можно объяснить тем, что помимо неоднородности пленок, подложка частично попадала в пространство над ВШП, что приводило к изменению фазы коэффициента преобразования. Эти факты, естественно, в теории не учитывались.

VI.ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе были проведены исследования возможности измерения поверхностной проводимости тонких проводящих пленок при помощи линии задержки с двумя встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) на основе пластины Y-X ниобата лития толщиной 0.2 мм, в которой распространялась акустическая волна с поперечно-горизонтальной поляризацией нулевого порядка (SH_0). С этой целью экспериментально исследовались зависимости фазы выходного сигнала и полных потерь линии задержки от зазора между сторонами линии задержки и стеклянной подложки с проводящей пленкой, для пленок с различной проводимостью. Результаты экспериментальных исследований были сопоставлены с теоретическими расчетами, сопоставление показало удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

Показано, что при расположении над поверхностью линии задержки между ВШП тонкой проводящей пленки полные потери и фаза выходного сигнала меняются, причем степень изменения уменьшается с ростом зазора между ними. При этом значительно изменяется только фаза выходного сигнала, а полные потери изменяются незначительно. Это связано с тем, что электрические поля акустической волны частично проникали в проводящую пленку, что приводило к уменьшению эффективного коэффициента электромеханической связи и, соответственно, к изменению скорости акустической волны и фазы выходного сигнала. Проводимость получаемых проводящих пленок менялась в пределах $1 - 10^{-6}$ С и определялась как при помощи стандартного четырехзондового прибора для измерения поверхностной проводимости RM3000 (компании JANDEL) так и при помощи модернизированного четырехзондового метода. На основе экспериментальных данных была построена калибровочная зависимость разности фаз выходного сигнала от поверхностной проводимости пленки для значений ширины зазора между стеклянной пластинкой и звукопроводом 10 и 100 мкм. Эта зависимость оказалась близка к линейной с наклоном порядка 120 град/С. Проведенные исследования позволили сделать вывод, что изменить диапазон значений измеряемой поверхностной проводимости можно путем изменения величины указанного зазора между поверхностью линии задержки и исследуемой пленкой. Рассмотренный метод может найти применение для неразрушающего измерения проводимости таких пленок, контакты к которым

невозможно изготовить, или эти контакты могут существенно повлиять на проводимость пленки.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-31352 мол-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мансуров Г.Н., Петрий О.А. Электрохимия тонких металлических пленок. — М.: МГОУ, 2011. —351 с.
2. Yurkov V. and Ryzhii V. Effect of the Coulomb scattering on grapheme conductivity // JETP Lett. — 2008. — V.88. — N 5. — P. 322–325.
3. Abramchuk S., Kramarenko E., Stepanov G. V., Nikitin L. V., Filipcsei G., Khokhlov A. R. and Zrinyi M. Novel highly elastic magnetic materials for dampers and seals I: preparation and characterization of the elastic materials // Polym. Adv. Technol. — 2007. — V.18. — N 11. — P. 883–890.
4. Ushakov N.M., Yurkov G.Yu., Gorobinskii L.V., Popkov O.V. and Kosobudskii I.D. Nanocomposites based on the cerium oxide nanoparticles and polyethylene matrix: Synthesis and properties // Acta Mater. — 2008. — V.56. — N10. — P.2336–2343.
5. Zaitsev B.D., Joshi S.G., Kuznetsova I.E. and Borodina I.A. Influence of conducting layer and conducting electrode on acoustic waves propagating in potassium niobate plates // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. — 2001. — V.48. — N 2. — P.624–626.
6. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Anisimkin V.I., Teplykh A.A., Shikhabudinov A.M., Kolesov V.V. and Yakunin V.G. Noncontact determination of thin films conductance by SH_0 plate acoustic waves // Journal of Applied Physics. — 2014. — V.115. — N 4. — 044504 — P. 1-5.
7. Borodina I.A., Zaitsev B.D. Kuznetsova I.E. Acoustic Waves in a Structure Containing Two Piezoelectric Plates Separated by an Air (Vacuum) Gap // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Cont. — 2013. — V.60. —N 12. —P. 2677-2681.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Зайцев Б.Д.[1)], Шихабудинов А.М.[1)], Бородина И.А.[1)], Теплых А.А.[1)], Кузнецова И.Е.[2)]

[1)] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов,
[2)] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,Москва

E-mail: zai-boris@yandex.ru

В последние годы в связи с разработкой и совершенствованием акустоэлектрических датчиков для исследования свойств различных жидкостей, включая биологические, исследователи стали обращать особое внимание на пьезоэлектрические резонаторы с поперечным электрическим полем. Основная трудность при конструировании таких резонаторов это подавление нежелательных колебаний с целью обеспечения четкой резонансной частотной зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса/адмиттанса. Для достижения этой цели существуют, по крайней мере, два варианта. Во-первых, это выбор оптимальной формы электродов и точная их ориентация относительно кристаллографических осей пластины. Однако форма и размеры электродов сильно зависят формы пластины и от ее поперечных размеров. Во-вторых, нанесение поглощающего слоя на определенную часть резонатора, включая часть электродов, который подавляет паразитные колебания и позволяет сформировать хорошее качество резонансов. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование частоты и добротности для последовательного и параллельного резонансов, а также эффективного коэффициента электромеханической связи в зависимости от ширины зазора между электродами и ширины области покрытия электродов поглощающим слоем. Электроды резонатора располагались на пластине ниобата лития X-среза толщиной 0.5 мм и имели прямоугольную форму с размерами 5×10 мм, а величина зазора между ними менялась от 1 до 5 мм. Поперечное электрическое поле было направлено вдоль кристаллофизической оси Y. Было показано, что устойчивый резонанс достигается на продольной акустической волне, распространяющейся вдоль оси X в пространстве между электродами. Ширина области покрытия электродов менялась от 0 до 5 мм. В результате было установлено, что при изменении ширины зазора между электродами и ширины области покрытия электродов в указанных пределах частота последовательного и параллельного резонансов менялась в пределах 1%. При этом значения добротности последовательного и параллельного резонансов изменялись в пределах 500 – 13000 и 500 – 1800, соответственно. Эффективный коэффициент электромеханической связи менялся в пределах 1 - 4%.

I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в связи с разработкой и совершенствованием акустоэлектрических датчиков для исследования свойств различных жидкостей, включая биологические, исследователи стали обращать особое внимание на пьезоэлектрические резонаторы с поперечным электрическим полем. В настоящее время существует большое количество статей, посвященных этим резонаторам, некоторые из которых приведены в списке литературы [1-9]. Хотя основные параметры таких резонаторов исследованы недостаточно подробно, их возможности для работы в качестве жидкостных сенсоров убедительно продемонстрированы [1-5, 8]. Основная трудность при конструировании таких резонаторов это подавление нежелательных колебаний с целью обеспечения четкой резонансной частотной зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса/адмиттанса. Для достижения этой цели существуют, по крайней мере, два варианта. Во-первых, это выбор оптимальной формы электродов и точная их ориентация относительно кристаллографических осей пластины [1-5, 8]. В указанных работах традиционно используются электроды в виде полукруга. Во-вторых, нанесение поглощающего слоя на определенную часть резонатора, который подавляет паразитные колебания и позволяет сформировать четкую резонансную

частотную зависимость реальной и мнимой частей электрического импеданса/адмиттанса [6, 7, 9]. На основе такого резонатора был создан биологический датчик, позволяющий осуществлять детекцию бактериальных клеток непосредственно в жидкой фазе при их взаимодействии с бактериофагами [10], миниантителами [11] и антителами [12]. Однако детальное исследование влияния ширины зазора между электродами и ширины поглощающего слоя на резонансную частоту и добротность ранее не проводилось. Поэтому в настоящей работе детально исследовалось влияние ширины покрытия на резонансную частоту и добротность при последовательном и параллельном резонансах для различной ширины зазора между электродами. В результате экспериментально удалось определить области существования чистых резонансов и границы изменения значений резонансной частоты, добротности и эффективного коэффициента электромеханической связи.

II. ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе экспериментально исследован пьезоэлектрический резонатор с поперечным возбуждающим электрическим полем на основе пластины ниобата лития X-среза толщиной ~500 микрон. На одной стороне пластины наносились два алюминиевых тонкопленочных электрода прямоугольной формы с размерами 5×10 мм^2. Электроды ориентировались таким образом, чтобы поперечное поле было сориентировано вдоль кристаллографической оси Y. Эта компонента поля возбуждала продольную акустическую волну, переотражающуюся между сторонами пластины с наибольшим коэффициентом электромеханической связи [6,7]. Исследовались пять электродных конфигураций с шириной зазора L между электродами 1, 2, 3, 4, и 5 мм. Электроды толщиной ~2000A напылялись в вакууме через специальные маски путем термического испарения алюминия. Пространство вокруг электродов покрывалось тонким слоем демпфирующего лака шириной примерно 5 мм, и с помощью LCR измерителя измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей

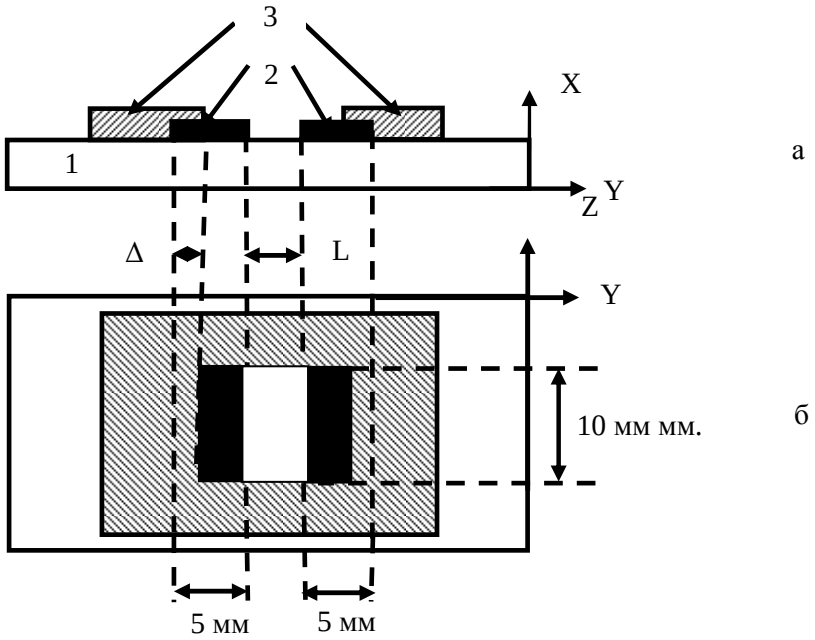


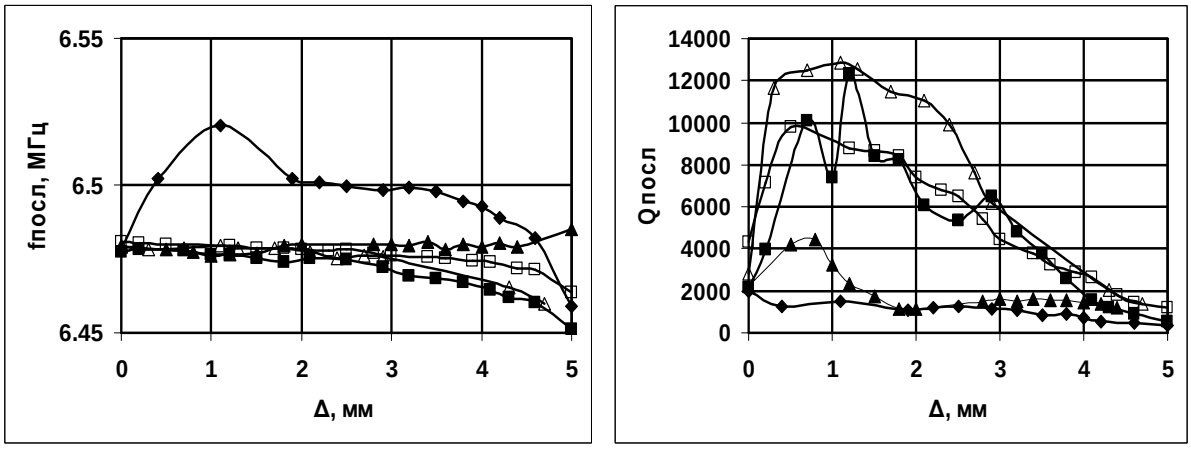
Рис. 1. Резонатор с поперечным электрическим полем, вид сбоку (а) и сверху (б): 1-пластина из ниобата лития, 2-поглощающее покрытие, 3-электроды

электрического импеданса и адмиттанса. Затем на каждый электрод наносилась полоска лака шириной 0.2 - 0.3 мм, ориентированная вдоль наибольшего размера

электродов (см. рис.1), и после этого вновь проводились указанные измерения. Данная процедура повторялась до полного покрытия электродов поглощающим слоем. Таким образом, ширина покрытия Δ менялась от 0 до 5 мм с шагом 0.2-0.3 мм. Полученные зависимости позволили определить значения резонансной частоты и добротности для последовательного и параллельного резонанса в зависимости от Δ для указанных выше значений ширины зазора L.

III. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

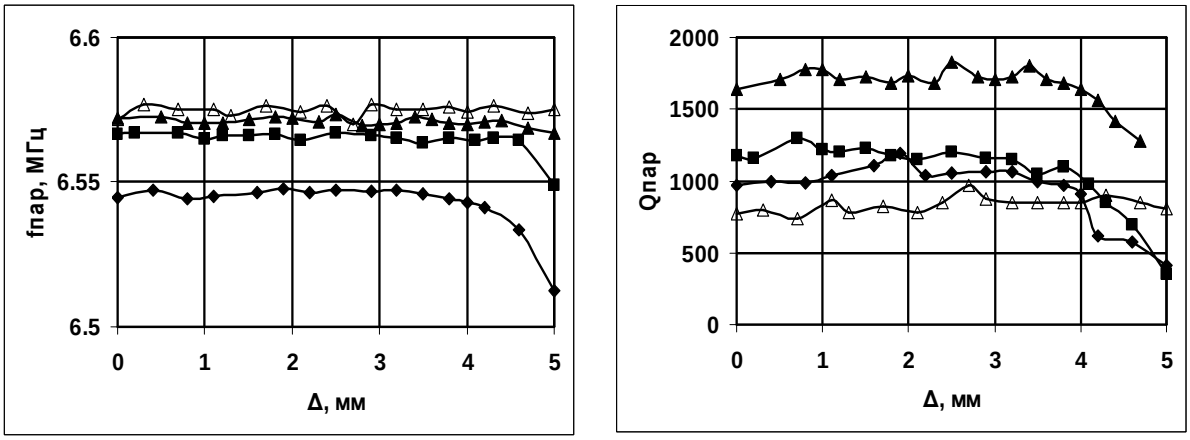
Были получены зависимости частоты (а) и добротности (б) последовательного резонанса от ширины покрытия Δ при различных значениях ширины зазора между электродами, которые представлены на рис.2. Видно, что при ширине зазора L = 1 мм частота последовательного резонанса с ростом Δ увеличивается, проходит максимум, затем практически не меняется при изменении Δ в пределах 2 - 4 мм и существенно уменьшается в диапазоне Δ = 4 - 5 мм. Для этого значения ширины зазора частота последовательного резонанса является максимальной. Для других значений ширины зазора резонансная частота практически не зависит от L и плавно уменьшается с ростом Δ. Относительно добротности последовательного резонанса видно, что при L = 1 мм она является минимальной и практически не зависит от величины Δ. В остальных случаях добротность с ростом Δ вначале увеличивается, достигает максимума и затем плавно уменьшается. При этом зависимость добротности от ширины зазора является немонотонной.



а б

Рис.2. Зависимости резонансной частоты (а) и добротности (б) последовательного резонанса от ширины области покрытия Δ при различных значениях ширины зазора между электродами: L = 1 мм (ромбы), L = 2 мм (черные квадраты), L = 3 мм (черные треугольники), L = 4 мм (пустые треугольники), L = 5 мм (пустые квадраты)

На рис.3. представлены аналогичные зависимости для частоты (а) и добротности (б) параллельного резонанса. Видно, что резонансная частота с ростом ширины зазора увеличивается и для L = 3 и 4 мм практически не зависит от Δ. Для L = 1 и 2 мм наблюдается существенное уменьшение частоты в диапазонах Δ = 4 - 5 мм и Δ = 4.5 - 5 мм, соответственно. Что касается добротности параллельного резонанса, то при значениях L = 1, 2 и 3 мм она практически не меняется с ростом Δ вплоть до Δ = 4 мм, но затем существенно уменьшается. При L = 4 мм добротность практически не зависит от величины Δ. Таким образом, результаты исследований показывают, что размер активной части резонатора несколько больше ширины зазора. С ростом ширины зазора добротность увеличивается, достигает максимума при h = 3 мм и затем уменьшается.



а б

Рис.3. Зависимости резонансной частоты (а) и добротности (б) параллельного резонанса от ширины области покрытия Δ при различных значениях ширины зазора между электродами: L = 1 мм (ромбы), L = 2 мм (черные квадраты), L = 3 мм (черные треугольники), L = 4 мм (пустые треугольники).

Измерения частот последовательного (f_{ser}) и параллельного (f_{par}) резонансов позволили определить эффективный коэффициент электромеханической связи K^2 в соответствие с известной формулой [13]

$$K^2 = (\pi/2)^2(f_{par} - f_{ser})/ f_{par}. \quad (1)$$

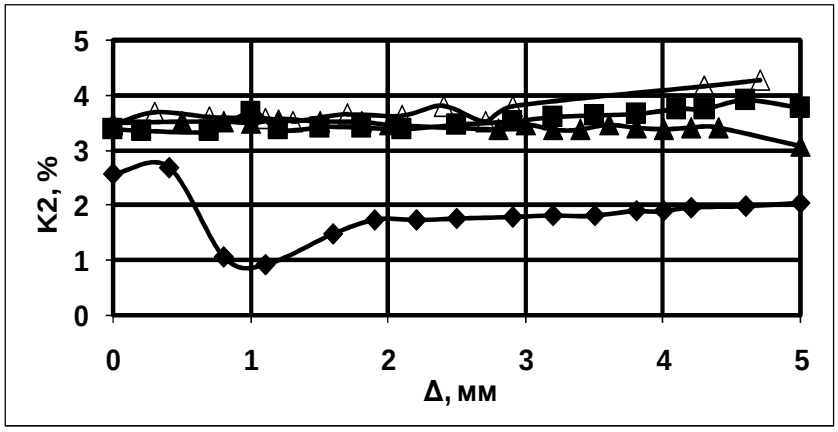


Рис.4. Зависимости квадрата коэффициента электромеханической связи от ширины области покрытия Δ при различных значениях ширины зазора между электродами: L = 1 мм (ромбы), L = 2 мм (черные квадраты), L = 3 мм (черные треугольники), L = 4 мм (пустые треугольники)

На рис. 4 представлены зависимости K^2 от ширины области покрытия Δ при различной ширине зазора между электродами. Видно, что для L = 2, 3 и 4 мм коэффициент электромеханической связи практически не зависит от величины Δ. Исключение составляет случай ширины зазора L = 1 мм, для которого указанная зависимость имеет локальные максимум и минимум в диапазоне Δ =1 – 2 мм. С точки зрения физического смысла K^2 соответствует удвоенному относительному изменению скорости волны при выключении поперечного пьезоэффекта. При этом, как известно, K^2 зависит не только от соответствующих материальных констант, но и от апертуры волны [6, 7], т.е. от значения L.

Кроме того, было исследовано влияние различных паразитных колебаний на характеристики резонатора. Качественный анализ показал, что паразитные колебания в

данном случае связаны, в – основном, с волнами Лэмба, которые генерируются нормальными компонентами электрического поля под электродами и которые переотражаются боковыми краями кристалла [6,7]. На рис.5 представлена диаграмма, каждая строка которой соответствует определенному значению ширины зазора, изменяющемуся от 1 до 5 мм. По горизонтали отложена ширина области покрытия Δ, также изменяющаяся от 1 до 5 мм,. Сплошная и пунктирная линии, соответствующие последовательному и параллельному резонансам, обозначают области, когда паразитные колебания отсутствуют. Видно, что для ширины зазора L = 1 и 2 мм паразитные колебания отсутствуют при всех значениях ширины покрытия Δ. Для других значений ширины зазора паразитные колебания отсутствуют только в определенных областях параметра Δ. При этом оказалось, что максимальное значение добротности последовательного резонанса Q = 12800 (L = 4 мм и Δ = 1.1 мм) примерно на порядок больше максимального значения добротности параллельного резонанса Q = 1800 (L = 3 мм и Δ = 2.5 мм).

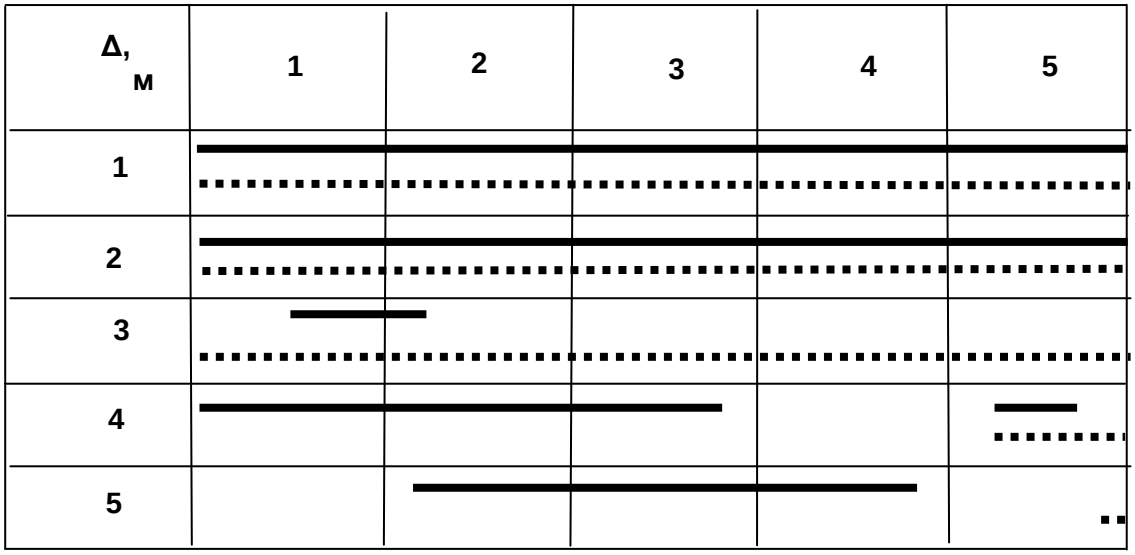
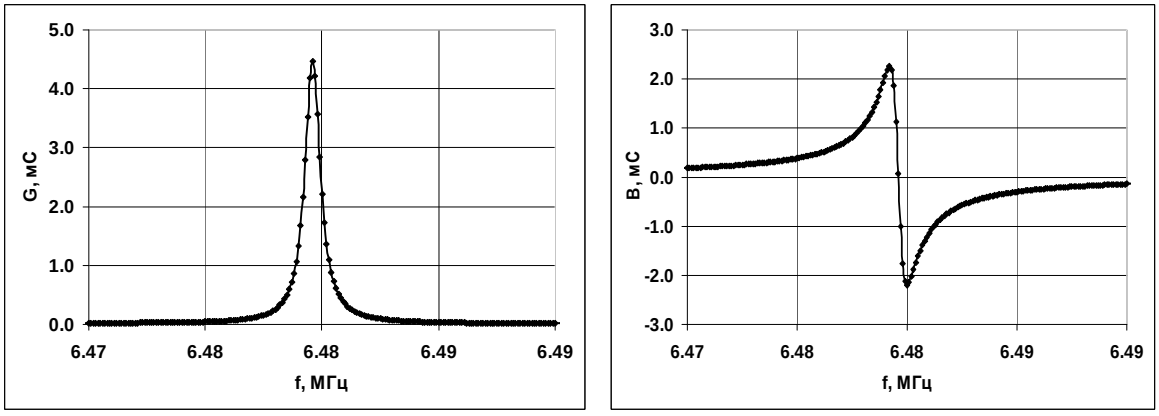


Рис.5. Диаграмма, показывающая области значений ширины покрытия Δ(по горизонтали) и ширины зазора между электродами L (по вертикали), в которых отсутствуют паразитные колебания вблизи частот последовательного (пунктир) и параллельного (сплошная линия) резонансов



а б

Рис.6. Частотные зависимости реальной (а) и мнимой (б) частей электрического адмиттанса, соответствующие условиям максимальной добротности последовательного резонанса (Q_{ser} =12800): L = 4 мм и Δ =1.1 мм

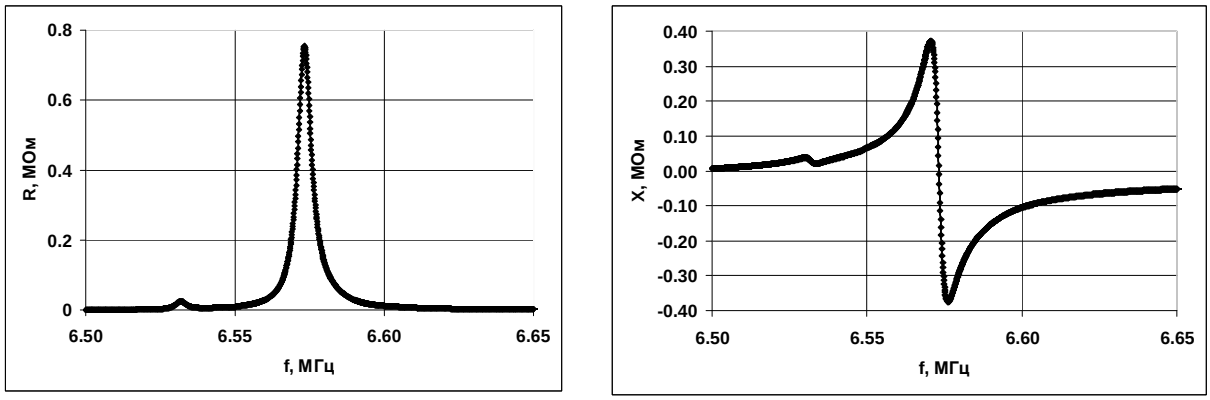


Рис.7. Частотные зависимости реальной (а) и мнимой (б) частей электрического импеданса, соответствующие условиям максимальной добротности параллельного резонанса (Q_{par} =1800): L = 3 мм и Δ =2.5 мм

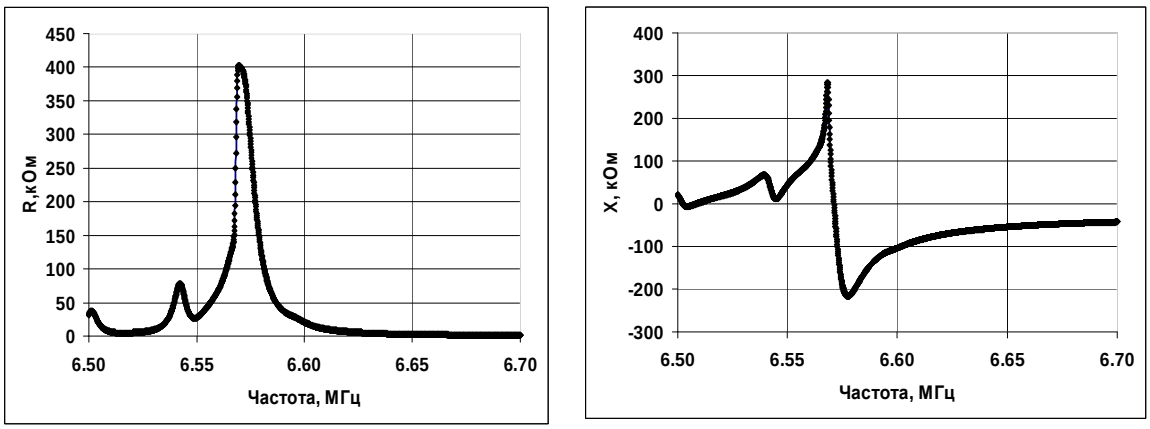


Рис.8. Частотные зависимости реальной (а) и мнимой (б) частей электрического импеданса в присутствие паразитных колебаний: L = 4 мм и Δ =2.9 мм

Соответствующие частотные зависимости электрического адмиттанса и импеданса представлены на рис. 6 и 7, соответственно. Наличие паразитных колебаний определялось качественно по виду резонансной кривой. Классическая четкая форма резонансных зависимостей, приведенных на рис. 6 и 7, свидетельствует о присутствии только одного типа колебаний. При наличии паразитных типов колебаний форма частотной зависимости импеданса/адмиттанса вблизи резонанса искажается (рис.8).

Следовательно, подбирая ширину зазора между электродами и ширину области покрытия можно выбрать приемлемые характеристики резонатора в указанных выше пределах.

IV. ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе исследовался пьезоэлектрический резонатор с поперечным возбуждающим полем на основе пластины ниобата лития X – среза толщиной 0.5 мм. На одной стороне пластины были нанесены два прямоугольных электрода с размерами 5×10 мм^2. При такой кристаллографической ориентации пластины поперечные компоненты электрического поля, параллельные кристаллографической оси Y, возбуждали продольную волну в зазоре между электродами. Для подавления паразитных колебаний область вокруг электродов и сами электроды частично покрывались специальным поглощающим лаком. Детально

исследовалось влияние ширины поглощающего покрытия на резонансную частоту и добротность резонатора с поперечным возбуждающим полем при последовательном и параллельном резонансах для различной ширины зазора между электродами. В результате экспериментально удалось определить области существования чистых резонансов и границы изменения значений резонансной частоты, добротности и эффективного коэффициента электромеханической связи.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантами РФФИ 12-02-01057а и 13-08-00678а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hu Y., French L.A., Radecsky K., Pereira da Cunha M., Millard P., and Vetelino J.F. A lateral field excited liquid acoustic wave sensor // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Contr. —2004. — V. 51. —N 11. —P. 1373-1379.
2. Wark M., Kalanyan B., Ellis L., Fick J., Connel L., Neivandt D., and Vetelino J. A lateral field excited acoustic wave sensor for the detection of saxitoxin in water // Proc. of 2007 IEEE Ultrasonics Symposium. —2007. —P.1217-1220.
3. McCann D. F., McCann J.M., Parks J.M., Frankel D.J., Pereira da Cunha M., and Vetelino J.F. A lateral-field-excited LiTaO3 high frequency bulk acoustic wave sensor // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Contr.—2009.—V.56.—N 4.P. 779-787.
4. Zhang Z., Wang W., Ma T., Zhang C., and Feng G. Pseudo-LFE sensors with different electrode configurations on X-cut LiNbO3 // Proc. of 2009 IEEE Ultrasonics Symposium. —2009. —P. 655-658.
5. Vetelino J.F. A lateral field excited acoustic wave sensor platform // Proc. of 2010 IEEE Ultrasonics Symposium. —2010—P.2269-2272.
6. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Vasiliev A.A. The research of the piezoelectric crystal resonators with the lateral field excitation // Proc. of 2010 IEEE Ultrasonics Symposium. —2010. — P. 946-949.
7. Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. Шихабудинов А.М. Васильев А.А. Новый способ подавления паразитных мод в пьезоэлектрическом резонаторе с поперечным электрическим полем // Письма в ЖТФ. —2011. —Т.37. — №11. —С.27-34.
8. Ma T., Wang J., Du J., Yuan L., Qian Z., Zhang Z., and Zhang C. Lateral-field-excited bulk acoustic wave sensors on langasite working on different operation modes // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Contr.—2013.—V.60.—N4.—P. 864-867.
9. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., and Borodina I.A. The study of piezoelectric lateral-electric-field-excited resonator // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Control.—2014.—V.60.—N12. —P.166-172.
10. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Ignatov O.V. and Guliy O.I. Biological Sensor Based on a Lateral Electric Field Excited Resonator // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectrics, and Freq. Contr.—2012.—V.59.—N5.—P.963-969.
11. Гулий О.И., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е., Шихабудинов А.М., Дыкман Л.А., Староверов С.А., Игнатов О.В. Получение фаговых миниантител и их использование для детекции микробных клеток с помощью электроакустического датчика // Биофизика. —2012. —Т.57. — №3. —С.460-467.
12. Гулий О.И., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. Шихабудинов А.М., Матора Л.Ю., Макарихина С.С., Игнатов О.В. Исследование специфического взаимодействия микробных клеток с поликлональными антителами при помощи резонатора с поперечным электрическим полем // Микробиология. —2013. —Т.82. —№2. —С.218-227.
13. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах: пер. с фран. —М: Наука. 1982. —424с. назад к содержанию

СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ АКТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ВОЛНАМИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ДОЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ
Копьев В.Ф.[1,2)], Беляев И.В.[1,2], Величко С.А.[1)], Зайцев М.Ю.[1,2)], Копьев В.А.[1)], Фараносов Г.А.[1,2)] 2

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ МИКРОСТРУЙ, ИНЖЕКТИРУЕМЫХ ВБЛИЗИ СРЕЗА СОПЛА, НА АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ
Запрягаев В.И., Губанов Д.А., Киселев Н.П. 8

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОАКУСТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ И КРЫЛА
Фараносов Г.А.[1,2)], Беляев И.В.[1,2)], Бычков О.П.[1,3)], Зайцев М.Ю.[1,2)], Карабасов С.А.[1,4)], Каравосов Р.К.[1)], Копьев В.Ф.[1,2)], Семилетов В.А.[4)] 15

РАСЧЁТ ЭКРАНИРОВНАИЯ СИЛОВОЙ УСТАНОВКИ (СУ) САМОЛЁТА ЭЛЕМЕНТАМИ ПЛАНЕРА
Остриков Н.Н.[1,2)], Денисов С.Л.[1)] 20

ВЛИЯНИЕ УЖЕСТОЧЕНИЯ ТРЕБОВАНИЙ К ДОПУСТИМЫМ УРОВНЯМ ШУМА САМОЛЕТОВ НА ИЗМЕНЕНИЕ ОБЛИКА АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ
Замтфорт Б.С. 24

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРОВНЕЙ ШУМА ДВИГАТЕЛЯ В СВОБОДНОМ ПОЛЕ В УСЛОВИЯХ ОТКРЫТОГО СТЕНДА
Городкова Н.А.[1,2,3)], Чурсин В.А.[1,2)], Берсенев Ю.В.[1,2)], Григорьев А.Г.[1,2)], Алексенцев А.А.[1,2)] 29

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА В СТРУЙНОМ ТЕЧЕНИИ
Беляев И.В.[1, 2)] 34

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ОБРАЗЦОВ ЗПК НА УСТАНОВКЕ «ИНТЕРФЕРОМЕТР С ПОТОКОМ»
Соболев А.Ф.[1,2)] 40

УЧЕТ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ПОТОКА В ОПРЕДЕЛЕНИИ ИМПЕДАНСА ЗПК НА УСТАНОВКЕ «КАНАЛ С ПОТОКОМ»
Павлоградский В.В.[1)], Пальчиковский В.В.[1)], Бульбович Р.В.[1)] 48

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПДАНСА ОБРАЗЦОВ ЗПК НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ ЗВУКА В РАСШИРЕННОЙ ОБЛАСТИ ЧАСТОТ
Ипатов М.С.[1)], Остроумов М.Н.[1)], Соболев А.Ф.[1,2)] 55

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА С ПОТОКОМ НА ТОНАЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
Копьев В.Ф.[1)], Макашов С.Ю.[1)], Миронов М.А.[2)], Солнцева В.С.[2)] 63

О ПРИРОДЕ ВИХРЕВОГО ЗВУКА ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ЦИЛИНДРА
Баженова Л. А., Семенов А. Г. 68

СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ АКТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ВОЛНАМИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ДОЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ

Копьев В.Ф.[1,2)], Беляев И.В.[1,2], Величко С.А.[1)], Зайцев М.Ю.[1,2)], Копьев В.А.[1)], Фараносов Г.А.[1,2)]

[1)] Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е.Жуковского, Москва;
[2)] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, Пермь

E-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

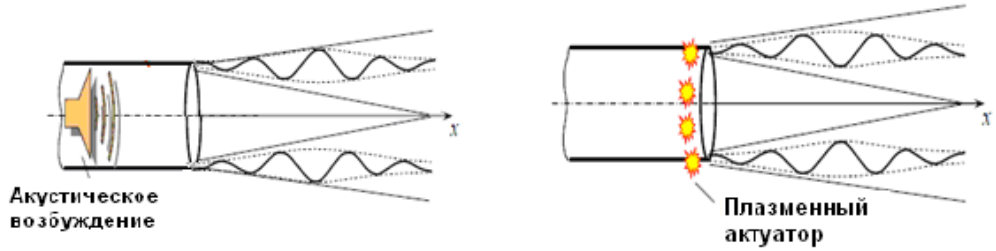
Волны неустойчивости в слое смешения высокоскоростной турбулентной струи, как известно, являются значительными источниками шума, что делает их подавление важным для авиационной промышленности. В данном исследовании мы использовали различные виды воздействия для управления волнами неустойчивости в слое смешения. Возможность подавления искусственной гидродинамической волны неустойчивости в турбулентной струе внешним воздействием, предсказанная теоретически, продемонстрирована в эксперименте. Разработана автоматическая система активного управления волнами неустойчивости в турбулентной струе. Этот результат может быть использован для снижения шума струи с помощью активной системы управления.

В статье рассматривается задача управления волнами неустойчивости в слое смешения турбулентной струи. Шум турбулентной струи истекающей из сопла самолетного двигателя по-прежнему остается важным источником шума гражданских самолетов. Перспективным путем снижения шума струи является развитие активных систем управления [1-3]. Основная проблема при реализации этой идеи связана с недостаточным пониманием механизмов генерации шума в струе, на которые возможно воздействовать активной системой с обратной связью. Одним из наиболее хорошо понятых и теоретически описанных механизмов излучения шума струей является механизм, связанный с волнами неустойчивости, который реализуется в высокоскоростных струях [4-8] за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В низкоскоростных струях волны неустойчивости хотя и присутствуют, однако сами по себе звук не излучают. Тем не процесс развития волн неустойчивости на начальном участке слоя смешения принципиально одинаков для низко- и высокоскоростных (в том числе сверхзвуковых) струй. Это означает, что управление волнами неустойчивости в низкоскоростных струях, с которыми легче иметь дело в эксперименте, в случае успеха подтвердит возможность управления шумом и в струях, представляющих технологический интерес. Отметим, что в низкоскоростных струях неустойчивость сильнее, чем в высокоскоростных, и волны неустойчивости успевают перейти в нелинейную стадию. Мы будем отличать два различных объекта: естественные волны неустойчивости (NIW – Natural Instability Wave) развивающиеся в слое смешения за счет неустойчивостей и искусственные волны неустойчивости (AIW – Artifical Instability Wave) специально усиленные тональным возбуждением струи. Поскольку эти два объекта подчиняются одной и той же физике, наше исследование, сфокусированное на втором более простом случае (AIW) имеет непосредственное отношение и к первому.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Принципиальная возможность реализации управления AIW была подтверждена теоретически в рамках относительно простых 2D [9] и 3D [10] модельных задач. Было показано, что волна неустойчивости, возбужденная гармонической по времени плоской акустической волной, может быть подавлена

другой плоской акустической волной. В [13,14] эти теоретические результаты были экспериментально подтверждены: было продемонстрировано, что гармоническая по времени волна неустойчивости (AIW) может быть подавлена внешней акустической волной при соответствующем выборе амплитуды и фазы. Реализация акустического управления AIW ставит следующий вопрос: если внешняя акустическая волна может подавить AIW в слое смешения турбулентной струи, возможно ли управлять искусственной волной неустойчивости (AIW) каким-либо другим способом, создающим периодические возмущения на выходе сопла. В работе [15] дан утвердительный ответ на этот вопрос. Действительно, гидродинамическая часть возмущений не зависит от способа возбуждения и имеет пространственную структуру универсального характера, определяемую параметрами среднего течения. Поэтому, если волна неустойчивости возбуждена каким-либо типом возбуждения (например, внутреннее акустическое, рис.1а), она может быть подавлена любым другим типом возбуждения (например, внешним акустическим или плазменным актуатором, рис.1б). Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию возможности создания активной системы с обратной связью для управления искусственно возбужденными волнами неустойчивости (AIW).



а б

Рис.1. Волна неустойчивости, генерируемая акустическим звуковым драйвером, (а) - расположенным в успокоительной камере и (б) - плазменным актуатором на срезе сопла.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Используемая в работе установка для создания дозвуковой турбулентной струи допускала возможность независимого возбуждения начального участка струи как акустическими волнами, так и плазменными актуаторами расположенными вблизи среза сопла. Воздействие акустической волной изнутри струи с помощью звукового источника, расположенного в успокоительной камере, приводило к генерации исходной осесимметричной волны неустойчивости, развивающейся в сдвиговом слое за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (AIW).

Для количественной диагностики волн неустойчивости использовался метод сфазированного PIV [13,14], во многом аналогичный стробоскопическому методу, который применялся в [11] для исследования звуковых полей, создаваемых при спаривании вихревых колец в дозвуковых струях. Основная идея сфазированного метода PIV заключается в усреднении результатов PIV-измерений по последовательности кадров, каждый из которых имеет одинаковый сдвиг фаз по отношению к управляющему сигналу. Это позволяет выделить периодическую во времени компоненту поля из некоррелированных пульсаций. Для идентификации когерентной структуры конкретное значение сдвига фазы не имеет значения, поскольку из экспериментов с теневой съемкой известно [12], что при стробоскопической визуализации с частотой, кратной частоте возбуждающего сигнала, получается

«вмороженная» картина когерентных структур в струе для произвольного сдвига фаз вследствие эффекта оптического усреднения. Как следствие, PIV-измерения при совпадении частоты возбуждения и скорости съемки можно проводить без привязки к возбуждающему волну сигналу, единственное требование – это совпадение частот возбуждения и скорости съемки.

Для акустического управления волной неустойчивости была создана установка, схематично изображенная на рис. 2. Эта установка позволяла в ручном режиме подавлять исходную волну неустойчивости.

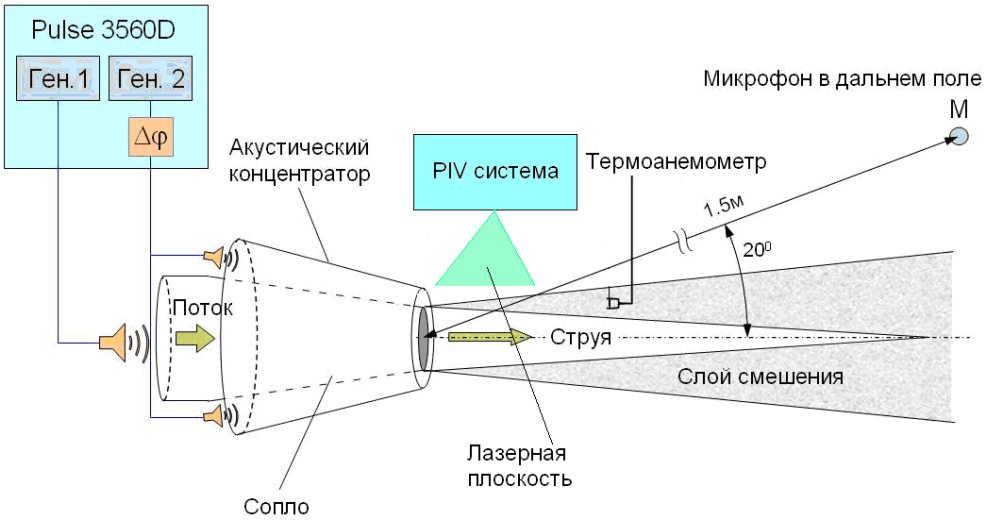


Рис. 2 – Схема экспериментов по управлению волнами неустойчивости.

Волна неустойчивости диагностировалась с помощью системы PIV, плоскость лазерного ножа PIV системы проходила через ось струи. Область съемки в аксиальном направлении составляла пять калибров вниз по потоку (около 25 см), минимальное расстояние до среза сопла 2 см (ограничивалось рассеянием лазерного луча на кромке сопла). При работе одного источника (Ген 1) возбуждается исходная волна неустойчивости (рис. 3).

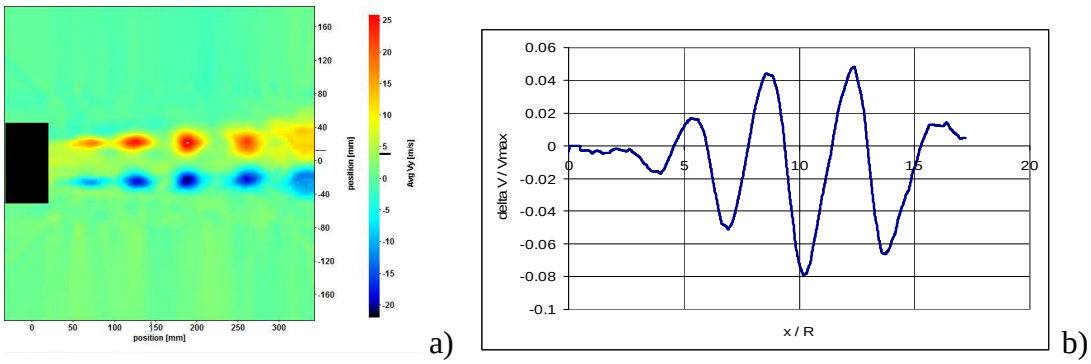


Рис. 3 a) - Vy поля скорости для возбужденной струи. Струя возбуждена акустическим сигналом с частотой 3000 Гц. Частота съемки – 3000 Гц; b) - Волновой пакет полученный PIV.

Для управления этой волной использовался другой источник (Ген 2), с помощью которого необходимо обеспечить равенство частот внутреннего и внешнего воздействий, а также частоты PIV съемки. На рис. 4 показано развитие волны неустойчивости при совместной работе Ген 1 и Ген 2. Аналогичные результаты по управлению волнами неустойчивости с помощью плазменных актуаторов были продемонстрированы в работе [15].

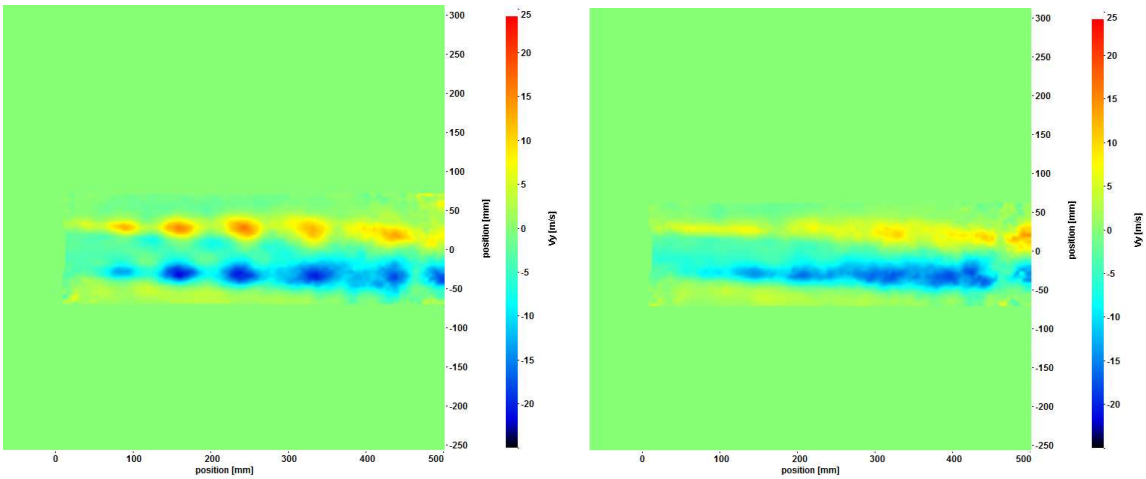


Рис. 4 – Поля радиальной компоненты скорости соответствующие максимальному усилению (слева) и максимальному ослаблению (справа) волны неустойчивости в слое смешения струи. Струя 280м/с, частота возбуждения 2.5 кГц.

При точной амплитудной настройке, когда амплитуды волн неустойчивости, создаваемые задающим и управляющим актуатором по отдельности одинаковые, происходит практически полное подавление волны неустойчивости (рис. 4). Если же амплитуды волн неустойчивости, создаваемые актуаторами по отдельности не равны, происходит частичное ослабление или, в зависимости от сдвига фаз, усиление волны неустойчивости. Это еще раз показывает необходимость точной настройки управляющего воздействия. Для этой цели наиболее адекватным представляется использование для управления работой актуатора автоматической системы с обратной связи, позволяющей осуществлять контроль в реальном времени.

С целью повышения точности настройки актуатора отработана схема обратной связи (рис. 5). Управление происходит в режиме реального времени как реакция на измеренный и обработанный сигнал согласно алгоритму его минимизации. Эта система позволяет отслеживать точность амплитудно-фазовой настройки управляющего воздействия, которой определяется степень подавления волн неустойчивости.

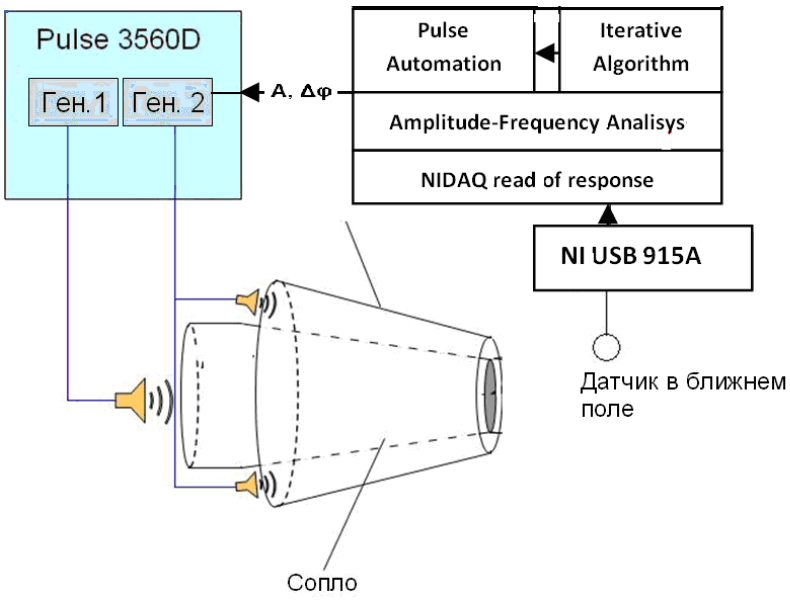
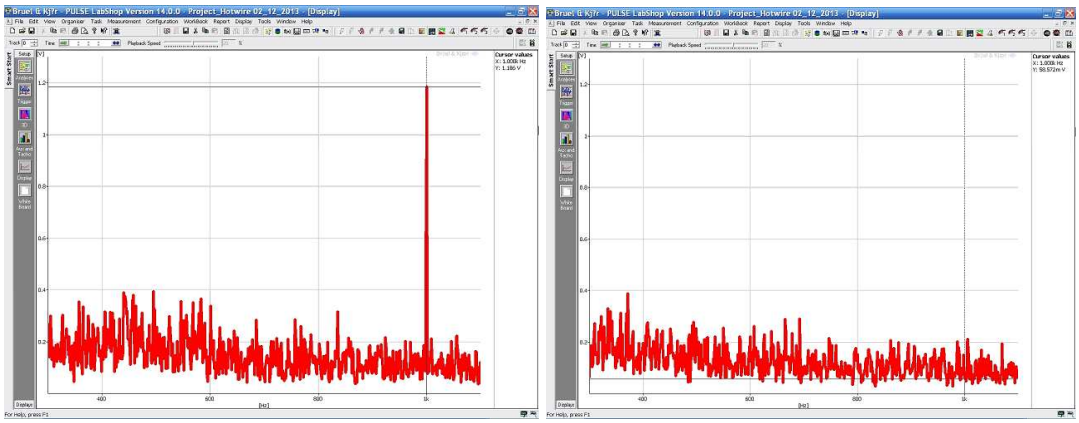


Рис. 5 – Блок – схема активной системы управления волной неустойчивости с обратной связью.

Управление системой осуществляет специально разработанная компьютерная программа для операционной системы WINDOWS. Она непосредственно взаимодействует с программно-аппаратным комплексом Pulse Labshop фирмы Bruel&Kjaer для управления параметрами динамика и устройством NI USB 915A производства National Instruments для считывания временной развертки сигнала обратной связи. Компьютерный код написан на языке C/C++. Для управления системой Pulse Labshop используется механизм Automation с необходимым набором предоставляемых Bruel&Kjaer программных объектов. Для считывания сигнала с платы NI используются набор функций для драйвера NIDAQ (рис. 5). На рис.6 приведены спектры сигналов термоанемометра, расположенного в слое смешения струи, при возбуждении на частоте 1 кГц. Узкополосный пик на рис.6а соответствует амплитуде волны неустойчивости созданной задающим воздействием. Спектр на рис.6б получен после включения управляющего воздействия, контролируемого системой обратной связи. Как видно из приведенных спектров разработанная система активного управления волнами неустойчивости с обратной связью позволяет подавить искусственную волну неустойчивости до уровня турбулентных пульсаций в слое смешения струи. Аналогичная система была разработана для управления волной неустойчивости, создаваемой акустическим источником Ген 1, когда Ген 2 управлял не акустическим источником, а плазменным актуатором по схеме, изображенной на Рис. 1б.



а б

Рис.6 – Изменение спектра пульсаций скорости при работе системы управления волнами неустойчивости. а – управление выключено, б – управление включено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основная задача настоящей работы состояла в реализации управления AIW с помощью активной системы с обратной связью. Показано, что для этого могут быть использованы различные виды актуаторов. Сфазированные PIV измерения показали, что возбуждение струи приводит к формированию волны неустойчивости/вихревых колец в слое смешения струи для различных типов актуаторов.

Варьирование фазового сдвига между задающим и управляющим возбуждающими источниками вызывает изменение амплитуды волны неустойчивости, так что существует фазовый сдвиг, соответствующий максимальному усилению и максимальному ослаблению (сдвинутые на 180^0) когерентных структур. Отношение максимальной и минимальной амплитуды волн неустойчивости достигало пяти в зависимости от типа управляющего актуатора, но в первую очередь определялось возможностью точной настройки актуатора.

Разработана система с обратной связью для активного управления волной неустойчивости на экспериментальной установке из двух контуров – внешнего и внутреннего, позволяющих независимо создавать волны неустойчивости с помощью актуаторов различного типа в каждом из контуров. Управление происходит в режиме

реального времени как реакция на измеренный и обработанный сигнал обратной связи согласно алгоритму его минимизации. Созданная система управления позволяет осуществить точную настройку актуатора и подавить искусственную волну неустойчивости до уровня турбулентных пульсаций в слое смешения струи.

Работа выполнена в рамках скоординированного EU-RF проекта № ACP9-GA-2010-266103 “ORINOCO” и Министерства промышленности и торговли РФ (проект ORINOCO) и гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект 13-01-00476)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kopiev, V.F., Belyaev, I.V., Kopiev, V.A., Ostrikov, N.N., Faranosov, G.A., “Instability Wave Control by Plasma Actuators: Problems and Prospects,” AIAA Paper, No. 2011-973, 2011.
2. Maury, R., Koenig, M., Cattafesta, L., Jordan, P., Delville, J., Bonnet, J.-P., Gervais, Y., “Extremum-seeking optimisation of fluidic jet-noise control,” AIAA Paper, No. 2009-3132, 2009.
3. Kearney-Fischer, M., Kim, J.-H., Samimy, M., “Noise control of a high Reynolds number high speed heated jet using plasma actuators,” Int. J. Aeroacoustics, Vol. 10, No. 5-6, 2011, pp. 491–509.
4. Tam, C.K.W., Burton, D.E., “Sound generated by instability waves of supersonic flows,” J. Fluid Mech., Vol. 138, 1984, pp. 249-295.
5. Zaitsev, M.Yu., Kopiev, V.F., Chernyshev, S.A., “Experimental investigation of the role of instability waves in noise radiation by supersonic jets,” Fluid Dynamics, Vol. 44, No. 4, 2009, pp. 587-595.
6. Ryu, J., Lele, S.K., Viswanathan, K., “Identification of instability waves in high-speed turbulent jets,” AIAA Paper, No. 2007-3624, 2007.
7. Suzuki, T., Colonius, T., “Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array,” J. Fluid Mech., Vol. 565, 2006, pp. 197-226.
8. Morris, P.J., “The instability of high speed jets,” Int. J. Aeroacoustics, Vol. 9, No. 1-2, 2010, pp. 1-50.
9. Kopiev, V.F., Faranosov, G.A., “Control over the instability wave in terms of the two-dimensional model of a nozzle edge,” Acoust. Phys., Vol. 54, No. 3, 2008, pp. 319-326.
10. Faranosov, G.A., “Instability wave control in a subsonic round jet,” Proceedings of the Acoustics’08 Paris Conference, 2008, pp. 1839-1844.
11. Schram C., Taubitz S., Anthoine J., Hirschberg A. “Theoretical/empirical prediction and measurement of the sound produced by vortex pairing in a low Mach number jet”, J. Sound Vibrat. 2005. V. 281. P. 171–187.
12. Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Inshakov S.I., Guriashkin L.P. “Visualization of the large-scale vortex structures in excited turbulent jets”, J. Visualisation. The Visualization Society of Japan and Oshma. 2003. V. 6. № 3. P. 303–311.
13. Kopiev V.F., Belyaev I.V., Zaytsev M.Yu., Kopiev V.A., Faranosov G.A. “Acoustical control of instability waves in turbulent jet”, Acoustical Physics. 2013. V. 59. № 1.
14. Kopiev V.F.,, Belyaev I.V., Zaytsev M.Yu., Kopiev V.A., Faranosov G.A. “Instability wave control in turbulent jet”, AIAA Paper, No. 2013-2085, 2013.

Kopiev V.F, Belyaev I.V., Faranosov G.A. Kopiev Vl.A., Ostrikov N.N., Zaitsev M.Yu., Akishev Yu.S., Grushin M.E., Trushkin N.I., Bityurin V.A., Klimov A.I., Moralev I.A., Kossyi I.A., Berezetskaya N.K., Taktakishvili M.I. “Instability Wave Control in Turbulent Jet by Acoustical and Plasma Actuators”. 5th Eur. Conf. for Aeronautics and Space Sci. (EUCASS), Munich, 2013. назад к содержанию

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ МИКРОСТРУЙ, ИНЖЕКТИРУЕМЫХ ВБЛИЗИ СРЕЗА СОПЛА, НА АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ

Запрягаев В.И., Губанов Д.А., Киселев Н.П.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
Новосибирск, Россия

E-mail: Gubanov@itam.nsc.ru

В работе выполнено экспериментально-численное исследование влияния вдува микроструй вблизи среза сопла основной струи на слой смешения и акустическое излучение сверхзвуковой недорасширенной струи. В результате исследования получены данные о влиянии вдува микроструй различной интенсивности на характеристики шума сверхзвуковой струи. Установлено, что вихрегенераторы приводят к снижению шума в низкочастотной области спектра и повышению в высокочастотной. Проведено сопоставление результатов акустических измерений с данными численного расчета для определения взаимосвязи между изменением толщины слоя смешения струи и акустическим излучением струи при использовании вихрегенераторов.

Высокоскоростные струи - источник интенсивного акустического шума. Уровень звукового давления определяется геометрическими и газодинамическими параметрами струи. Акустическое излучение струи генерируется многочисленными турбулентными вихрями различного масштаба в слое смешения струи. Взаимодействие вихрей с ударно-волновой структурой сверхзвуковой струи приводит к генерации ударно-волнового шума и может привести к излучению дискретного тона.

В настоящее время помимо шума двигателей самолетов актуальность проблемы смешения и уменьшения уровня акустического шума в высокоскоростных струях вызвана также и современными требованиями к уменьшению шума струйных, газотурбинных установок, топливных горелок, снижению заметности теплового следа реактивной струи самолетов, снижения интенсивности акустического воздействия, вызывающего снижение усталостной прочности различных конструкций, улучшению работы эжекторов и инжекторов вследствие усиления смешения струи с газом из окружающей её среды.

В работе рассмотрен один из актуальных способов снижения шума высокоскоростных струй - использование вдува микроструй, расположенных вблизи среза сопла. Основной эффект от их применения связан с образованием парных продольных вихрей, которые влияют на структуру течения струи [1, 2]. Данный способ управления шумом струи может служить лучшей альтернативой шевронам, сравнительно недавно нашедших применение в авиадвигателестроении. Так как помимо снижения акустического излучения струи, при использовании микроструй ожидается также получение таких преимуществ как возможности гибкого управления (например, включение микроструй только на режимах взлета/посадки самолета), сохранение величины тяги сопла, вследствие того, что микроструи непосредственно не препятствуют истечению газа из основного сопла, в отличие от табов, шевронов и дольчатых смесителей.

Результаты расчета [3,4] спектров акустической мощности участков струи различной протяженности, включая переходной и основной участок, показывают, что с увеличением расстояния спектр шума постепенно обогащается низкочастотными составляющими; вблизи сопла излучается в основном высокочастотный шум, а вдали от сопла – низкочастотный. Уровни акустической мощности струи максимальны при Sh=0.3..0.5. Так, например, для дозвуковых струй [5] большая часть акустической энергии струи излучается на участке от среза сопла до сечения, удаленного на

расстояние 10 диаметров среза сопла, а около 65% суммарной акустической мощности струи излучается на начальном участке, где произвольный объем длиной 1 калибр сопла излучает ~13%. Что говорит о возможности выводов об общих характеристиках акустического излучения струи, строящихся на анализе только начального газодинамического участка.

Эксперименты по изучению влияния вихрегенераторов на акустическое излучение сверхзвуковой недорасширенной струи проводились на вертикальной струйной установке ИТПМ СО РАН (рис. 1, а) с открытой рабочей частью. Установка расположена в помещении с размерами 7x8x6 $м^3$.

а) б)

Рис. 1. а) Вертикальная струйная установка ИТПМ СО РАН, б) сопло с установленным микросопловым насадком

Основная струя Ma=1 Npr=5 n_p=2.64 (Npr – отношение давлений в формамере и рабочей камере струйной установки, n_p - нерасчетность) истекала из профилированного конвергентного сопла с геометрическим числом Маха в выходном сечении равным Ma=1.0 и полированной внутренней поверхностью, контур сопла рассчитан по формуле Витошинского. Микроструйная установка (рис. 1, б) была выполнена в виде цилиндрического кольца с полым внутренним каналом, к которому присоединены 6 конических микросопел и два штуцера. Микросопловая включает в себя 6 равноудаленных друг от друга конвергентных микросопел Maj=1 с диаметром выходного отверстия выходе da=0.7 мм, через которые по нормали осуществляется выдув микроструй в основную струю. Внутренний профиль микросопел – конический. Расстояние от оси симметрии микросопел до ближайшей грани цилиндрического кольца составляет 2,5 мм. Срез микросопел расположен на расстоянии 1.2 Ra, все микросопла подключены к общему цилиндрическому каналу с входным штуцером для подачи воздуха и для измерения давления в форкамере микросопловой установки.

Система автоматизированного сбора данных позволяла контролировать давления в помещении, форкамерах ВСУ и микроструйного модуля, измеряемого датчиками Owen, а также регистрировать значение температур в помещении и форкамере установки. Средняя температура газа в форкамере струйной установки составляла T_0=295 ˚К. Интервал измерения газодинамических параметров - 0.4 сек.

Для уменьшения интенсивности отраженного звука от стен и других частей установки, все близлежащие поверхности установки покрыты звукопоглощающим материалом. Колонны траверсы также изолированы пористыми полиуретановыми чехлами. В ходе предварительных измерений были установлены диапазоны азимутальных углов, при которых выполняются условия свободного акустического поля, что дает возможность проведения акустических измерений на данной установке.

Измерение интенсивности звука в дальнем акустическом поле выполнялось четырьмя пьезорезистивными датчиками пульсаций давления Inser 1441 с открытым кристаллом размером 3 мм. Данные с датчиков регистрировались дифференциальным АЦП TiePie HS4-DIFF-5 с частотой дискретизации 625 кГц/канал (величина частоты дискретизации выбрана более чем в три раза большей, чем значение собственной резонансной частоты датчиков 195 кГц). Каждый датчик оснащен блоком усиления и согласования, который содержит формирователь напряжения внутренних цепей, схему термокомпенсации и измерительный усилитель постоянного тока.

Калибровки АЧХ датчиков пульсаций давления выполнены в диапазоне частот до 100 кГц при помощи калиброванного четвертьдюймового конденсаторного микрофона МК-301 фирмы Veb Robotron-Messelektronik с открытой мембраной (калибровка микрофона осуществлялась по величине среднеквадратичных пульсаций звукового давления с помощью пистонфона 05001 фирмы Veb Robotron-Messelektronik). Для этого выполнялись измерения шума струи с одной точки, как микрофоном, так и датчиками пульсаций, строились их амплитудные спектры, которые затем аппроксимировались кусочно-полиномиальными функциями. Значение коэффициента передачи датчика пульсации определялось по отношению значений кусочно-полиномиальных функций микрофона и конкретного датчика для нужной частоты. После калибровки и корректировки амплитудно-частотной характеристики датчики Inser 1441 позволяли получать спектры шума в диапазоне частот до 100 кГц. Для измерения диаграммы направленности шума струи датчики располагались на расстоянии r/Ra=70 от среза сопла с шагом 2,5° по углу относительно среза сопла. Погрешность измерения амплитуды пульсаций звукового давления составляет 0.5 дБ.

Отношение массового расхода воздуха через микроструи, используемые в эксперименте, на режимах истечения Maj=1 Nprj=1.2, 1.5, 2, 4, 6, 9 к расходу основной струи в зависимости от режима истечения приведено в таблице 1.

Таблица 1. Относительный расход воздуха через микросопловую установку в зависимости от режима истечения

	Nprj, Режим истечения микроструй					
	1.2	1.5	2	4	6	9
Относительный расход газа	0.08%	0.10%	0.13%	0.26%	0.39%	0.59%

На рис. 2 представлен график, показывающий степень воздействия микроструй различной интенсивности на величину среднеквадратичного значения пульсаций звукового давления в характерных спектральных по данным измерения в одной точке в дальнем акустическом поле (расстояние r/Ra=80 от среза сопла, угол $\alpha=30^{o}$ к плоскости среза сопла основной струи)

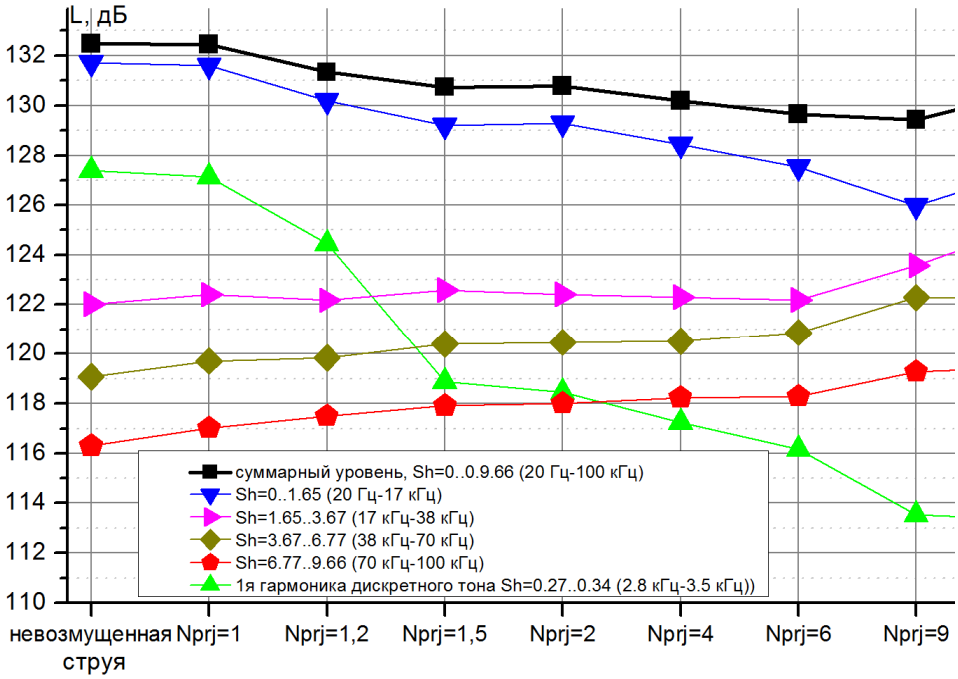


Рис. 2. Значение величины среднеквадратичных пульсаций акустического давления струи при различных режимах вдува микроструй и для определенных частотных диапазонов

Из представленного графика видно, что происходит снижение амплитуды низкочастотного шума до Sh=1.65 и рост величины высокочастотного с 3.68 пропорционально расходу газа микроструями. В диапазоне от чисел Струхаля от 1.65 до 3.67 шум усиливается незначительно, кроме режима истечения микроструй Nprj=9, где интенсивность в большей степени влияет на усиление высокочастотного шума по сравнению с микроструями более слабой интенсивности. Т.е. образованные вдувом микроструй парные продольные вихри приводят к частичному перераспределению энергии акустического излучения от низких к высоким частотам.

Дискретная составляющая спектра снижается пропорционально интенсивности микроструй до значения Nprj равного 1.5, где происходит полное подавление дискретного тона, а дальнейшее понижение уровня шума вблизи основного тона (в диапазоне чисел Струхаля 0.27 – 0.34) вызвано общим изменением низкочастотного шума.

Регистрируется пропорциональное интенсивности микроструй снижение суммарного уровня акустического шума основной струи, при этом наибольший эффект достигает величины 3 дБ при режиме истечения микроструй Maj=1 Nprj=9.

Чтобы установить взаимосвязь между изменением акустического излучения и структурой струи проведено стационарное прямое численное решение трехмерной полной системы осредненных по Рейнольдцу уравнений Навье-Стокса (RANS) на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи (режим истечения Npr=5), формируемой конвергентным соплом с профилем Витошинского (Ma=1) и системой из 6-ти микроструй, различной интенсивности Nprj, истекающих из конических сопел с диаметром выходного сечения d=0.7 мм и нормально вдуваемых в поток основной струи, с использованием коммерческого пакета программ Fluent. Т.е. геометрические размеры установки и газодинамические параметры истечения основной струи и микроструй выбраны такие же, как и использованные в эксперименте.

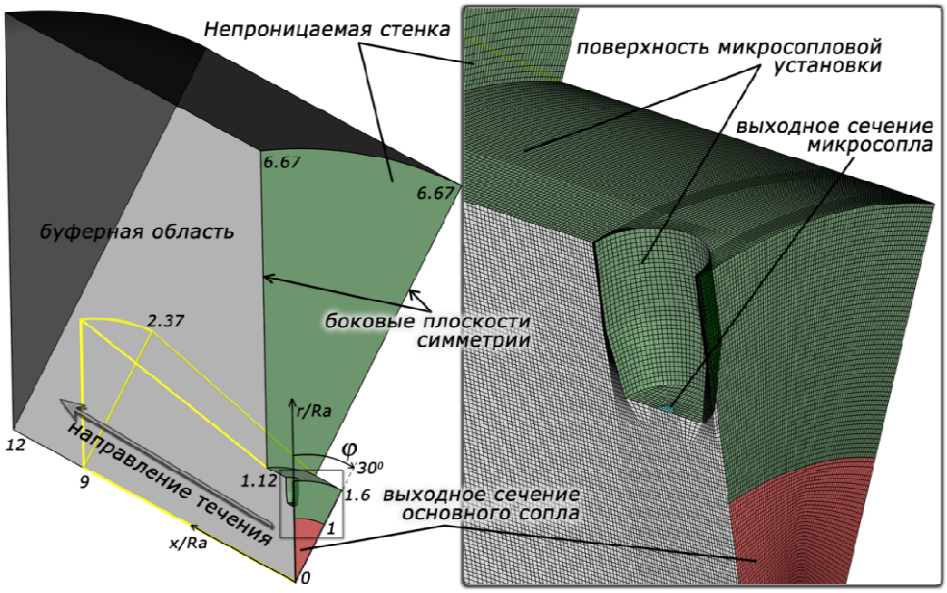


Рис. 3. Расчетная область струи и увеличенная область вблизи среза сопла с обозначенными цветом граничными условиями

Расчетная область с целью экономии вычислительных ресурсов была выполнена в виде сектора (рис. 3) с углом раствора 30 градусов и с двумя плоскостями симметрии на боковых гранях, одна из которых проходила через середину, а вторая - между микросопел. При этом выполнялось условие геометрической идентичности расчетной и экспериментальной моделей. Область численного моделирования была поделена на три части: область течения внутри сопла, область с наличием мелкой ячейки для расчета структуры течения в результате взаимодействия основной струи с микроструями (на рис.3.1 выделена желтой рамкой) и буферная область с разряжающимися ячейками к внешней границы расчетной области для минимизации влияния границ расчетной области. Размер расчетной сетки составлял 10,6 млн. ячеек, из которых на буферную область приходится около 1 млн. ячеек.

Граничные условия задавались во входном сечении сопла и рабочей камеры. Поверхность микросопловой установки задавалась в виде непроницаемой адиабатической со стандартной пристеночной функцией, учитывающей особенности течения вблизи стенки. В качестве начальных условий принимались параметры граничных условий рабочей камеры. Задача решалась методом установления.

Расчеты проводились в несколько этапов: расчет течения невозмущенной сверхзвуковой недорасширенной струи и при наличии вдува микроструй Maj=1 различной интенсивности. Для расчетов струи без микроструй граничные условия на выходном сечении микросопла задавались как непроницаемая стенка.

В расчетах использовались двухпараметрическая модель турбулентности kω-SST. Данная модель обладает экономичностью и хорошей применимостью для расчетов струйных течений такого типа. Значения полуэмпирических констант, используемых в расчете, оставлены предложенными в вычислительном пакете программ Fluent по умолчанию. По результатам сопоставления с характеристиками потока в аэродинамических трубах были выбраны значение интенсивности пульсаций скорости турбулентного потока, составляющее 0.5% от значения средней скорости в выходном сечении сопла, а также отношение турбулентной и ламинарной вязкости равное 10. Для расчетов использовалась явная схема второго порядка точности аппроксимации по потоку и второго порядка для расчета турбулентно-кинетический энергии и скорости диссипации турбулентности. Число Куранта было выбрано равным 0.5.

Верификация данных численного расчета выполнялась на основе сравнения профилей давления Пито, полученных в зондовом эксперименте на аэродинамической трубе Т-326 ИТПМ СО РАН для невозмущенной струи и с вдувом микроструй Maj=1 Nprj=4.
По данным численного расчета выполнено исследование влияния вдува микроструй Nprj=1.2, 1.5, 2, 4, 6, 9 на толщину слоя смешения сверхзвуковой неизобарической струи Ma=1 Npr=5. Так в необходимых поперечных сечениях (x/Ra=1,2,3,4,5,6,7) строились изолинии плотности (1.01 от давления в рабочей камере установки) для определения положения наружной границы слоя смешения струи и изолинии нулевого значения градиента плотности для внутренней границы. Затем вычислялось значение толщины слоя смешения в диапазоне углов φ от 0 до 30^0.

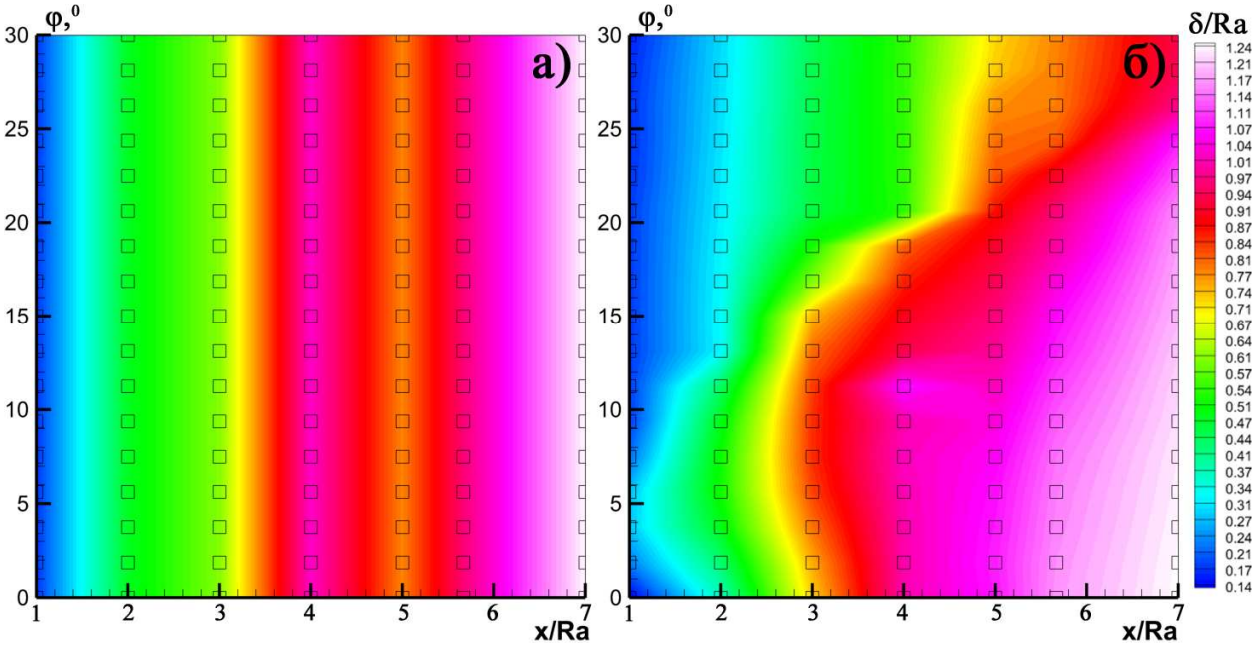


Рис. 4. Толщина слоя смешения а) невозмущенной струи Ma=1 Npr=5 и б) с вдувом шести микроструй Maj=1 Nprj=4

На рис. 4 представлены поля распределения толщины слоя смешения δ/Ra (амплитуда обозначена цветом) в зависимости от угла α и продольной координаты x/Ra для невозмущенной струи и струи с вдувом микроструй Maj=1 Nprj=4. Для сечения x/Ra=4 невозмущенной струи получается завышенное значение толщины слоя смешения, по-видимому, связанное со слишком пологим профилем плотности, что привело к неверному определению положения внутренней границы слоя смешения.
По данным поля распределения можно сделать вывод об изменении толщины слоя смешения струи при воздействии микроструй. В области вблизи места вдува (углы 17-30) происходит уменьшение его толщины. При этом поток переносится продольными вихрями от микроструй в область между ними, но это не приводит к увеличению толщины слоя смешения по сравнению с невозмущенной струей, за исключением углов

3.8-5.6. Величина размера слоя смешения вблизи углов расположения микросопел при

смещении вниз по потоку постепенно нарастает, что подтверждает факт диссипации продольных вихрей. Слой смешения струи носит одно из ключевых значений в процессе шумообразования струи, т.к. является местом образования и развития множества разномасштабных турбулентных вихрей. В соответствии с общепринятыми представлениями вклад в спектр мощности широкополосного шума струи на различных частотах связывается с конкретными значениями продольной координаты. В дополнении в работе [6] предполагается, что акустическое излучение, обусловленное движением вихрей, возникает при условии $l \approx 1.4\delta$, где l – продольный размер вихря, что установлено по результатам акустических измерений по определению положения источников звука разных частот. Из чего в дальнейшем делается вывод о том, что вихри, двигаясь вдоль течения, создают акустическое излучение в момент, когда скорость их движения (скорости вихрей данной частоты) совпадает со средней скоростью в средней части слоя смешения/ средней скоростью конвекции вихрей. Вихри других размеров отличных от $l=\delta/0.7$ не создают излучения.

Можно сделать предположение о том, что изменение в спектральном составе акустического излучения струи при воздействии вдува микроструй можно оценить по изменению толщины слоя смешения. Так из рис. 4 следует, что должна увеличиться доля высокочастотного шума струи и снизиться доля низкочастотного за счет снижения толщины слоя смешения в области вниз по течению от места вдува микроструи.

В результате исследования получены данные о влиянии вдува микроструй различной интенсивности на характеристики шума сверхзвуковой недорасширенной струи. Установлено, что вихрегенераторы приводят к снижению шума в низкочастотной области спектра и повышению в высокочастотной. Проведено сопоставление результатов акустических измерений с данными численного расчета для определения взаимосвязи между изменением толщины слоя смешения струи и акустическим излучением струи при использовании вихрегенераторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mehmet B.Alkislar, A. Krothapalli, W.G. Butler The effect of streamwise vortices on the aeroacoustics of a Mach 0.9 jet // J. Fluid Mech. 2007, V. 578. P. 139-169.
2. Губанов Д.А., Запрягаев В.И., Киселев Н.П.. Структура течения сверхзвуковой недорасширенной струи с вдувом микроструй // Журнал «Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Том. 8., выпуск 1, с. 44-55.
3. Кузнецов В.М. Основы теории шума турбулентных струй// Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 240 с.
4. Мунин А.Г., Самохин В.Ф., Шипов Р.А. и др. Авиационная акустика, ч.1. Шум на местности дозвуковых пассажирских самолетов и вертолетов // М.: Машиностроение, 1986 г.
5. Юдин Е.Я., Борисов Л.А., Горенштейн И.В. и др. Борьба с шумом в производстве: Справочник// Москва : Машиностроение, 1985. — 400 с.
6. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К. О свойствах течения в турбулентной струе и экспериментальном определении положения источников звука // Ученые записки ЦАГИ 2012, Т. XLIII, №. стр. 3-19.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОАКУСТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ И КРЫЛА

Фараносов Г.А.[1,2)], Беляев И.В.[1,2)], Бычков О.П.[1,3)], Зайцев М.Ю.[1,2)], Карабасов С.А.[1,4)], Каравосов Р.К.[1)], Копьев В.Ф.[1,2)], Семилетов В.А.[4)]

[1)] Центральный аэрогидродинамический институт имени Н.Е. Жуковского, Москва;
[2)] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, Пермь;
[3)] Московский физико-технологический институт, факультет аэромеханики и летательной техники, Жуковский;
[4)] Лондонский Университет Куин Мэри, Лондон

E-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

В работе представлены результаты экспериментальных, теоретических и численных исследований шума взаимодействия двухконтурной струи и участка стреловидного крыла с убранной механизацией. Проведено параметрическое исследование шума в дальнем звуковом поле в нижней полусфере. Предложена двумерная теоретическая модель усиления шума струи вблизи крыла. Также проведено численное моделирование эффекта методом LES на основе схемы КАБАРЕ. Получены спектральные характеристики дальнего звукового поля и проведено их сопоставление с экспериментальными данными.

Первые работы, посвященные эффекту взаимодействия струи и крыла, появились более 30 лет назад [1-4]. Данный эффект связан с усилением шума вследствие взаимодействия струи и крыла с убранной или выпущенной механизацией. В последнем случае такой эффект называют эффектом взаимодействия струи и закрылка. С середины 1980-х гг. работ по данной тематике практически не появлялось [5]. Однако в последние годы данная проблема вновь привлекла внимание аэроакустического сообщества [6-13]. Причина такой усилившейся активности в исследовании аэроакустического взаимодействия струи и крыла связана во многом с разработкой новых реактивных двигателей с большой степенью двухконтурности и, как следствие, с большим диаметром. Поскольку одиночный двигатель с большей степенью двухконтурности обычно является менее шумным по сравнению с двигателем той же тяги с меньшей степенью двухконтурности, то значение проблемы, связанной с шумом взаимодействия двигателя и крыла самолета с точки зрения шума на местности становится очевидным при традиционном расположении двигателя на пилоне под крылом.

Для разработки моделей шума взаимодействия струи и крыла, а также способов его снижения необходимо понимание физических механизмов, ответственных за генерацию этого вида шума. Экспериментальные исследования показывают, что увеличение одиночной струи шума в области низких частот при ее приближении к крылу может достигать до 10…20дБ при выпущенной механизации и 8…10дБ для «чистого» крыла. Такое существенное усиление шума нельзя объяснить только эффектами отражения/дифракции акустического поля струи на крыле. При анализе механизмов данного вида шума нужно различать две ситуации: 1) взаимодействие струи и отклоненных закрылков; 2) взаимодействие струи с «чистым» крылом или с крылом со слабо отклоненными закрылками. В первом случае имеет место сильное гидродинамическое взаимодействие струи с крылом так, что и средние, и пульсационные характеристики течения существенно отличаются от таковых для одиночной струи. Такая ситуация представляет существенные трудности для теоретического анализа вследствие сложности гидродинамического поля. Во втором случае средние и пульсационные характеристики течения можно считать неизменными

по сравнению со случаем одиночной струи, однако и в этом случае может наблюдаться существенное усиление шума струи. Именно такая ситуация анализировалась теоретически в работах [8, 9] на основании представлений о шуме одиночной струи. Также имеются попытки численного моделирования данного эффекта [10, 12], однако нужно отметить, что в виду сложной геометрии применение численных методов для моделирования шума является более сложной задачей по сравнению с задачей о шуме одиночной струи.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных, теоретических и численных исследований шума взаимодействия струи и крыла с убранной механизацией. Эксперименты проводились в заглушенной камере АК-2 на модели двухконтурного сопла с использованием модели участка стреловидного крыла без механизации (рис. 1). Было проведено параметрическое исследование диаграммы направленности шума в дальнем звуковом поле в нижней полусфере: изменялось расстояние между плоскостью крыла и осью струи, а также скорость спутного потока. Было получено, что при приближении крыла к струе, а также при уменьшении скорости спутного потока, шум, излучаемый в нижнюю полусферу в направлении, близком к нормальному к плоскости крыла, существенно усиливается – до 8 дБ в области спектрального максимума излучения струи.

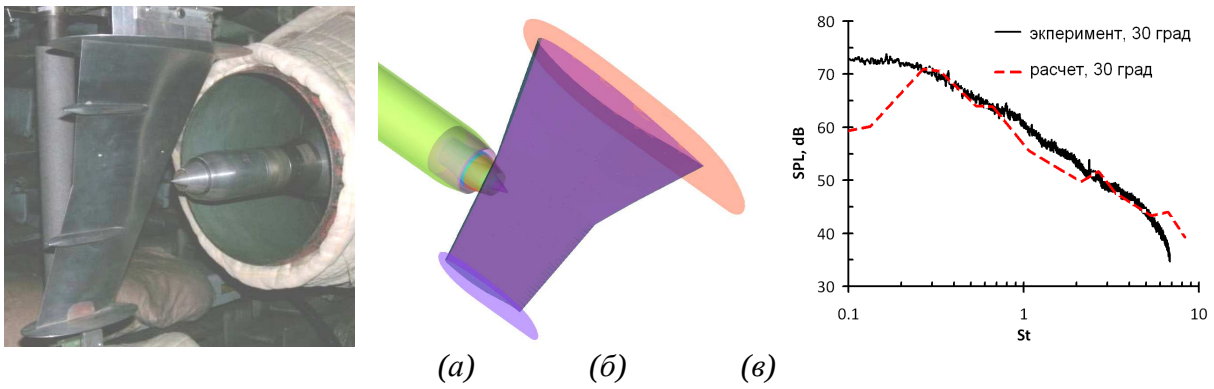


Рис. 1 . (а) Модель в заглушенной камере АК-2; (б) упрощенная конфигурация, использованная для численного моделирования; (в) пример сравнения расчетных и экспериментальных спектров дальнего поля.

Для качественного объяснения полученных в эксперименте эффектов была построена двумерная теоретическая модель усиления шума струи вблизи крыла, в которой в качестве причины усиления шума рассматривается механизм взаимодействия волн неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающихся в слое смешения, с задней кромкой крыла. Модельная конфигурация показана на рис. 2. Области 1 и 2 моделируют спутный поток, область 3 – струю. Жесткие полуплоскости между областями 1 и 2, 2 и 3 моделируют крыло и сопло соответственно. Слой смешения моделируется тангенциальным разрывом. Рассматривается линейное невязкое приближение, в рамках которого уравнения Эйлера сводятся к конвективному волновому уравнению, например, для потенциала возмущений скорости. Поскольку среднее течение ламинарное, для изучения акустических свойств системы мы, как это обычно делается, вводим искусственные акустические возмущения в виде плоской акустической волны. Таким образом, мы получаем модельную дифракционную задачу. Данная задача, как можно показать [16-17], сводится к матричному уравнению Винера-Хопфа. В настоящей работе мы рассматриваем ее приближенное решение, получаемое с помощью разбиения исходной задачи на две независимые скалярные задачи типа Винера-Хопфа [17, 18]. Указанный подход имеет, конечно, ограниченную область применимости, которая в главном определяется степенью удаленности кромок друг от

друга в продольном направлении: если сдвиг кромок d сравним или меньше характерной длины звуковой волны, то приближение несправедливо; также мы не учитываем возможное резонансное взаимодействие кромок, которое может наблюдаться и при большом их взаимном удалении.

Приближенное решение модельной задачи показывает, что при фиксированном расстоянии h между слоем смешения и крылом амплитуда рассеянного поля растет экспоненциально при увеличении продольного сдвига кромок d. Физические причины такого эффекта очевидны. Для тангенциального разрыва, сходящего с кромки сопла при падении на систему возбуждающего поля в течении возникает волна неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, пространственное развитие которой характеризуется корнем $\hat{\alpha}_0$ дисперсионного соотношения системы, в частности, в верхней среде амплитуда поля возмущений от волны неустойчивости ведет себя как $\varphi_{cf} \sim e^{\mathrm{Im}\hat{\alpha}_0 x - \mathrm{Re}\beta_{cf}(\hat{\alpha}_0) y}$, а в нижней – как $\varphi_j \sim e^{\mathrm{Im}\hat{\alpha}_0 x + \mathrm{Re}\beta_j(\hat{\alpha}_0) y}$ ($\beta_{cf,j}$ – поперечные волновые числа в спутном потоке и струе соответственно), т.е. волна неустойчивости доминирует над остальными пульсациями в области углов наблюдения $-\mathrm{arctg}\dfrac{\mathrm{Im}\hat{\alpha}_0}{\mathrm{Re}\beta_j(\hat{\alpha}_0)} \lesssim \vartheta \lesssim \mathrm{arctg}\dfrac{\mathrm{Im}\hat{\alpha}_0}{\mathrm{Re}\beta_{cf}(\hat{\alpha}_0)}$. Тогда очевидно, что при приближении крыла к струе (рис. 2), амплитуда рассеянного поля будет тем больше, чем меньше угол χ, и будет доминировать над остальными составляющими рассеянного кромками поля при $\chi \lesssim \mathrm{arctg}\dfrac{\mathrm{Im}\hat{\alpha}_0}{\mathrm{Re}\beta_{cf}(\hat{\alpha}_0)}$, т.е. когда кромка крыла попадает в область доминирования волны неустойчивости. Параметрический анализ показывает, что предложенная модель качественно воспроизводит все основные эффекты усиления шума, наблюдаемые в эксперименте. Кроме того, из анализа решения модельной задачи следует, что для струи, находящейся вблизи плоскости крыла с убранной механизацией, вполне допустимо для получения оценок усиления шума использовать предположение о независимости характеристик ближнего поля струи, связанных с крупномасштабными структурами в слое смешения, от присутствия крыла.

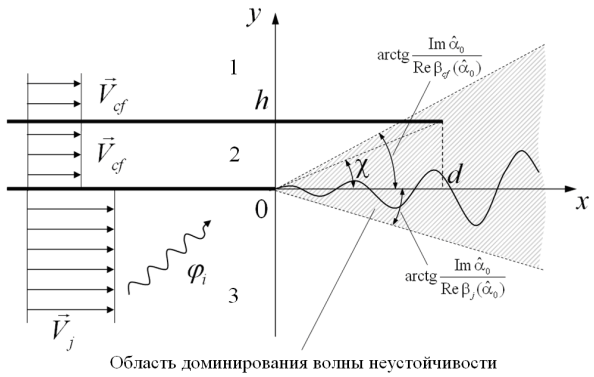


Рис. 2.

Кроме того, для одного из режимов истечения было проведено численное моделирование с помощью разрабатываемого в акустическом отделении ЦАГИ комплекс программ численного моделирования шума турбулентных течений методом LES на основе схемы КАБАРЕ [19]. С помощью метода Фокса-Вильямса Хоукингса получены спектральные характеристики дальнего звукового поля и проведено их сопоставление с экспериментальными данными (рис. 1), показавшее удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента. Успешное

численное моделирование шума в данной задаче говорит о том, что численные методы потенциально могут быть использованы для детального анализа свойств турбулентного течения струи вблизи крыла и для параметрического исследования аэроакустического эффекта как дополнение к экспериментальным исследованиям.

Таким образом, в данной работе продемонстрирован комплексный подход к исследованию взаимодействия шума струи и крыла, сочетающий в себе экспериментальные исследования, теоретический анализ, позволяющий получить качественное представление о физических механизмах, ответственных за генерацию шума взаимодействия, и численное моделирование, позволяющее проводить анализ свой характеристик турбулентного течения и их влияния на излучаемый шум.

Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [20], суперкомпьютера НЕСТоR и при частичной поддержке грантов РФФИ (13-01-00476-а и 14-01-31041-мол-а). Авторы также выражают благодарность Г.Н. Лаврухину за предоставленные модели сопла и крыла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang M. E. Wing Effect on Jet Noise Propagation// AIAA paper – 1980. – AIAA-80-1047.
2. Way D. J., Turner B. A. Model tests demonstrating under-wing installation effects on engine exhaust noise// AIAA paper – 1980. – AIAA-80-1048.
3. Stevens R. C. K., Bryce W. D., Szewczyk V. M. Model and Full-scale Studies of the Exhaust Noise from a Bypass Engine in Flight// AIAA paper – 1983. – AIAA-83-0751.
4. Brown W. H., Ahuja K. K. Jet and Wing/Flap Interaction Noise// AIAA paper – 1984. – AIAA-84-2362.
5. Mead C. J., Strange P. J. R. Under-wing installation effects on jet noise at sideline// AIAA paper – 1998. – AIAA-1998-2207.
6. Mengle V. G., Brusniak L., Elkoby R. Reducing Propulsion Airframe Aeroacoustic Interactions with Uniquely Tailored Chevrons: 3. Jet-Flap Interaction// AIAA paper – 2006. – AIAA-2006-2435.
7. Mengle V. G. The Effect of Nozzle-to-Wing Gulley Height on Jet Flow Attachment to the Wing and Jet-Flap Interaction Noise// AIAA paper – 2011. – AIAA-2011-2705.
8. Cavalieri A. V. G., Jordan P., Gervais Y. Scattering of wavepackets by a flat plate in the vicinity of a turbulent jet// AIAA paper – 2012. – AIAA-2012-2156.
9. Kopiev V. F., Faranosov G. A., Zaytsev M. Yu., Vlasov E. V., Karavosov R. K., Belyaev I. V., Ostrikov N. N. Intensification and suppression of jet noise sources in the vicinity of lifting surfaces// AIAA paper – 2013 – AIAA-2013-2284.
10. Bondarenko M., Hu Z., Zhang X. Large-Eddy Simulation of the Interaction of a Jet with a Wing// AIAA paper – 2012 – AIAA-2012-2254.
11. Крашенинников С. Ю., Миронов А. К. Экспериментальное исследование влияния экранирующих поверхностей на шум струи// Тезисы докладов 3-й Всероссийской открытой конференции по авиационной акустике – 2013. – С.44-45.
12. Semiletov V. A., Karabasov S. A., Lyubimov D. A., Faranosov G. A., Kopiev V. F. On the effect of flap deflection on jet flow for a jet-pylon-wing configuration: near-field and acoustic modelling results// AIAA paper – 2013. – AIAA-2013-2284.
13. Kopiev V. F., Belyaev I. V., Zaytsev M. Yu., Faranosov G. A. Airframe noise and methods of its reduction// Proceedings of “Greener Aviation 2014: Clean Sky breakthroughs and worldwide status” – 2014.
14. Tam C., Chen K. A statistical model of turbulence in two-dimensional mixing layers// J. Fluid Mech. – 1979, Vol. 92. – P. 303–326.
15. Jordan P., Colonius T. Wave Packets and Turbulent Jet Noise// Ann. Rev. Fluid Mech. – 2013, Vol. 45. – P. 173–195.

16. Abrahams I. D., Wickham G. R. On the Scattering of Sound by Two Semi-Infinite Parallel Staggered Plates. I. Explicit Matrix Wiener-Hopf Factorization// Proc. R. Soc. Lond. A. – 1988, Vol. 420. – P. 131-156.
17. Veitch B., Peake N. Acoustic propagation and scattering in the exhaust flow from coaxial cylinders// J. Fluid Mech. – 2008, Vol. 613. – P. 275-307.
18. Taylor M. V., Crighton D. G., Cargill A. M. The Low Frequency Aeroacoustics of Buried Nozzle Systems// J. Sound Vibr. – 1993, Vol. 163, N. 3. – P. 493–526.
19. Faranosov G. A., Goloviznin V. M., Karabasov S. A., Kondakov V. G., Kopiev V. F., Zaitsev M. A. CABARET method on unstructured hexahedral grids for jet noise computation// Computers & Fluids. – 2013, Vol. 88. – P. 165-179.

Воеводин Вл. В. и др. Практика суперкомпьютера "Ломоносов"// Открытые системы. – М.: Издательский дом "Открытые системы", 2012. – 7назад к содержанию

РАСЧЁТ ЭКРАНИРОВНАИЯ СИЛОВОЙ УСТАНОВКИ (СУ) САМОЛЁТА ЭЛЕМЕНТАМИ ПЛАНЕРА

Остриков Н.Н.[1,2], Денисов С.Л.[1]

[1] *Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского,Москва;*
[2] *Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, Пермь*

E-mail: aeroacoustics@mktsagi.com

Ряд выполненных в середине 70-х годов прошлого века расчётных исследований эффективности экранирования шума СУ поверхностями планера самолёта показал грандиозное снижение шума на местности. Однако использовавшиеся в данных работах расчётные методики, базировавшиеся на приближённых методах, заменяли некомпактные источники шума СУ (вентилятор, винт, струя) на точечные источники. Проведённые в последнее время эксперименты показали, что измеренный шум от основных источников шума СУ при наличии экранирования значительно больше, чем это предсказывают расчетные методы. В данной работе проводится рассмотрение методов расчёта эффекта экранирования и сравнение этих методов на примере задач, допускающих точное решение. Также выполняется сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

В 70-ые годы прошлого века был выполнен ряд работ [1, 2] по оценке эффективности эффекта экранирования шума силовой установки (СУ) с помощью поверхностей летательного аппарата, предсказавших грандиозное снижение шума на местности – на 35-40 EPNdB. В указанных работах для расчета эффективности экранирования были применены расчётные методики, основывающиеся на ряде предположений об эффекте дифракции звуковых волн, которые формально не выполняются для рассматриваемого случая авиационных источников: применялась методология расчета дифракции, использующаяся в геометрической акустике, а некомпактные источники шума СУ заменялись на точечные направленные источники, с помощью которых моделировалось дальнее звуковое поле. В этот же период времени были выполнены исследования [3, 4], в которых были использованы только некоторые из указанных предположений, что приводило к существенно меньшим величинам при оценке эффективности экранирования.

Несмотря на различные подходы, к концу первого десятилетия 21 века стала активно развиваться идея создания таких компоновок перспективных самолетов, в которых реализуется эффект экранирования шума СУ, и, более того, в качестве целевых показателей эффективности экранирования стали выдвигаться величины порядка 40 EPNdB и более. За последние несколько лет был выполнен целый ряд экспериментальных работ [5, 9] по исследованию эффекта экранирования основных источников авиационного шума (вентилятор, винт, струя), которые показали, что реальный шум от основных источников шума СУ при наличии экранирования на 15-20 EPNdB больше, чем это предсказывали расчетные методы исследований [1, 2].

Для того чтобы понять причину столь значимого расхождения эксперимента и теории были предприняты исследования [5-7], в которых были проведены сравнения точных решений для дифракции на бесконечной полуплоскости и полосе от точечного и некомпактного источников звука с предсказаниями по методикам работ [1, 2], в которых применялись методы геометрической акустики, метод физической оптики (метод Кирхгофа), и метода Френеля, как частный случай метода Кирхгофа.

Сравнение методов Кирхгофа и Френеля показало, что данные методы, будучи применёнными для расчета дифракции от точечных источников, асимптотически правильно предсказывает поведение волнового поля в «освещенной» области при увеличении частоты излучения, и терпят неудачу в предсказании волнового поля в зоне тени (именно в той зоне, в которой наблюдается экранирование) на всех частотах,

причем тем большую, чем больше точечный источник геометрически заэкранирован. Например, при расположении точечного монополя, излучающего звук на частоте 1000 Гц, на высоте 1 м от полуплоскости и на расстоянии 5 м от её ребра метод Френеля увеличивает эффективность экранирования в зоне тени более чем на 10 дБ [5]. Для таких же начальных данных метод Кирхгофа даёт меньшую величину ошибки ~ 6 дБ, но это всё равно достаточно большая величина для получения приемлемой оценки шума на местности в EPN-метрике.

Сравнительные расчеты дифракции звукового поля от некомпактного источника с помощью точного решения показывают, что замена некомпактного источника звука на точечный направленный источник, рассчитываемый с помощью метода Френеля, приводит к качественно неверному предсказанию картины дифракции, в которой ошибка вычисления оказывается знакопеременной порядка ±30 дБ [6,7].

Такая ошибка является следствием того, что метод Френеля очень чувствителен к фазовым характеристикам падающего поля, а замена некомпактного источника на точечный приводит к существенному нарушению именно фазовых характеристик падающего поля внутри прожекторной зоны [8]. А поскольку экранирующая поверхность планера самолёта в подавляющем большинстве практических случаев находится именно в прожекторной зоне [9], то очевидно, что метод Френеля малоприменим для расчёта экранирования.

Таким образом, становится ясно, что для корректного расчета эффекта экранирования необходимо развивать иные методы расчета дифракции и экспериментально исследовать фазовые характеристики некомпактных источников звука СУ в ближнем поле.

Помимо методов геометрической акустики и физической оптики в теории дифракции существуют методы геометрической [10] и физической теорий дифракции [11]. Однако в силу ряда причин применение физической теории дифракции для расчёта экранирования менее удобно, чем применение геометрической теории дифракции.

Сравнительный анализ различных методов расчёта дифрагированного поля, проведенный в настоящей работе, показал, что наиболее многообещающим является метод расчёта с помощью геометрической теории дифракции (GTD – Geometrical Theory of Diffraction). В рамках GTD полное акустическое поле, получаемое в результате дифракции акустических волн на различных объектах, имеет лучевую природу и складывается из геометроакустического и дифрагированного полей:

$$U(x,y) = U_{\mathrm{GA}}(x,y) + U_{Diffr}(x,y), \qquad (1)$$

где $U_{\mathrm{GA}}(x,y)$ – акустическое поле, получаемое из решения задачи распространения волны в приближение геометрической акустики, а $U_{Diffr}(x,y)$ – дифрагированное поле, общее выражение для которого имеет вид:

$$U_{Diffr}(x,y) = U_0 \frac{e^{ikr}}{\sqrt{r}} D(\varphi,\varphi_0,k), \qquad (2)$$

где U_0 – амплитуда падающего поля в точке, из которой выходит рассматриваемый дифракционный луч, $D(\varphi,\varphi_0,k)$ – коэффициент дифракции, определяемый локальными особенностями геометрии тела в окрестности падающего луча, k – волновое число, φ и φ_0 – углы наблюдения и падения луча соответственно.

Таким образом, общая картина дифракции в приближении GTD имеет следующий вид: падающая акустическая волна рассматривается как совокупность лучей, которые взаимодействуют с телами по законам геометрической акустики (учёт свойств взаимодействия вытекает из граничных условий задачи). Лучи, падающие на неоднородные участки тела (например, острые кромки, рёбра, линии разрывов

кривизны), порождают совокупность дифракционных лучей (иными словами, дифракционные лучи порождаются только теми лучами падающего поля, которые образуют границы свет-тень). Амплитуда дифракционных лучей пропорциональна амплитуде порождающего первичного луча и описывается выражением (2), где коэффициент дифракции для рассматриваемой задачи находится из анализа точного решения сходной по геометрии простейшей (канонической) задачи дифракции [12].
Очень часто встречаются случаи, когда дифракционный луч порождает другой дифракционный луч и так далее. В таких случаях говорят и многократной (множественной) дифракции. Тогда соотношение для многократной дифракции принимает форму:

$$U(x,y) = U_{\mathrm{GA}}(x,y) + \sum_{n=1}^{\infty} U_{Diffr}^{(n)}(x,y), \qquad (3)$$

где выражение для многократного дифракционного поля имеет вид:

$$U_{Diffr}^{(n)}(x,y) = U_0 \frac{e^{ikr}}{\sqrt{r}} \frac{e^{ik(n-2)a}}{\left(\sqrt{a}\right)^{n-1}} D(\varphi,\tilde{\varphi},k)\cdot D^{n-2}(\tilde{\varphi},\tilde{\varphi},k)\cdot D(\tilde{\varphi},\varphi_0,k). \qquad (4)$$

Проведенный анализ данного метода для случая дифракции волн от монополя на полуплоскости и на полосе показал, что во всём диапазоне исследованных параметров максимальная ошибка при расчёте эффекта экранирования по методу GTD составила не более 0,2 дБ для случая однократной дифракции (при учёте многократной дифракции для полосы ошибка была менее 0,1 дБ). Таким образом, можно сделать вывод о том, что данный метод можно рассматривать как наиболее перспективный для дальнейшего анализа эффекта экранирования основных источников шума СУ поверхностями планера самолета.

Важным достоинством расчёта с использованием геометрической теории дифракции является то, что удаётся построить функцию Грина для данной краевой задачи, что, в свою очередь, даёт возможность расчёта дифрагированного поля от сложного некомпактного источника (например, винт самолёта).
Таким образом, разбивая планер самолёта на геометрически простейшие области, для которых построено решение канонической задачи дифракции (т.е. определён дифракционный коэффициент), а затем, суммируя вклады от всех областей (вклад геометрической составляющей поля, однократно и, если необходимо, многократно дифрагированные лучи), можно получить итоговую дифракционную картину для самолёта. Эта дифракционная картина используется в настоящей работе для расчёта шума на местности.

Данный теоретический базис послужил основой для анализа экспериментальных данных, полученных в акустической камере ЦАГИ АК-2 при исследовании эффекта экранирования шума струи и шума винта.
Тщательный анализ полученных экспериментальных данных и теоретических расчётов показал зависимость величины экранирования от расположения экрана по отношению к источнику. Однако значительное приближение источников к экранирующей поверхности вызывает взаимодействие между аэродинамическим источником звука, которое может приводить к усилению излучаемого шума.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glahn U., Groesbeck D., Reshotko M. Geometry Considerations for Jet Noise Shielding with CTOL Engine-Over-The-Wing Concept. AIAA Paper 74-568, June 1974.
2. Glahn U., Groesbeck D., Wagner J. Wing Shielding of High-Velocity Jet and Shock – Associated Noise with Cold and Hot Flow Jets. AIAA Paper 76-547, July 1976.

3. Broadbent E.G. Noise Shielding for Aircraft. Prog. Aerospace Sci., Vol.17, pp. 231-268, 1977.
4. Власов Е. В., Гедымин В. А., Каравосов Р. К., Метод расчета шума реактивной струи при наличии экранирующей поверхности, Ученые записки ЦАГИ, т.13, №1, стр 30-38
5. Papamoschou D. Prediction of Jet Noise Shielding. AIAA Paper 2010-653, Jan 2010.
6. Копьёв В. Ф., Остриков Н. Н., Денисов С. Л. Исследования по выбору оптимальной методики расчёта дифракции звука, генерируемого некомпактными источниками различного типа, на обтекаемых поверхностях летательного аппарата. Третья открытая всероссийская конференция по аэроакустике, 30 сентября – 4 октября, Звенигород, 2013 г.
7. Остриков Н. Н., Денисов С. Л. Проблемы расчета эффекта экранирования источников шума элементами планера. XXV Научно-Техническая конференция по аэродинамике, 27 – 28 февраля, пос. Володарского, 2014 г.
8. Исакович М.А. Общая акустика, Наука, М., 1973 – 502 с.
9. Hileman J. I., Spakovsky Z. S., Drela M. Airframe Design for Silent Fuel-Efficient Aircraft. Journal of Aircraft, Vol.47, no. 3, pp. 956-969, 2010.
10. Keller J. B. Geometrical Theory of Diffraction. JOSA, Vol.52, no. 2, pp. 116 – 130, 1962.
11. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. Радио, 1962 – 244 с.

Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978 – 247 с. назад к содержанию

ВЛИЯНИЕ УЖЕСТОЧЕНИЯ ТРЕБОВАНИЙ К ДОПУСТИМЫМ УРОВНЯМ ШУМА САМОЛЕТОВ НА ИЗМЕНЕНИЕ ОБЛИКА АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Замтфорт Б.С.

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва

E-mail: bsz@inbox.ru

Как известно, постоянное ужесточение допустимых уровней шума самолетов на местности требует для их выполнения снижения шума основных источников двигателя. Так первая модификация существующих двигателей была связана с введением норм 3 главы приложения 16 тома 1 ИКАО: для снижения шума реактивной струи были увеличены степень двухконтурности (до m=2-3), диаметр вентилятора ($Д_в$) и внедрены звукопоглощающие конструкции. Следующее поколение двигателей имело более высокие параметры термодинамического цикла(m, $П_к$, $Т_г$), что позволило уменьшить удельный расход топлива и уровни шума. Для этих двигателей потребовалось значительное увеличение m=5-6, $Д_в$ и оптимизация по шуму облика вентилятора. Появление норм главы 4, сниженных суммарно на 10 EPNдБ по отношению к главе 3, привело к необходимости дальнейшего повышения m до 8-10. Однако у этих двигателей основная мощность передается из внутреннего контура во внешний (от струи к вентилятору). Чтобы не увеличивать уровни шума при его приводе с ограниченной окружной скоростью ($U_в$) необходима 6-7 ступенчатая турбина вентилятора ($Т_в$). Наличие такой турбины привело к значительному росту массы и длины двигателя. В связи с предстоящим введением норм главы 14, уменьшенных суммарно еще на 7 EPNдБ по отношению к главе 4, необходимо дальнейшее увеличение m до 12-17, что невозможно в двигателях прямого привода из-за роста числа ступеней $Т_в$. Решение этой проблемы – в переходе к двигателю с редуктором, позволяющем «развязать» валы вентилятора и $Т_в$. Вентилятор вращается с ограниченной $U_в$, а $Т_в$ – с максимально возможной (при этом число ступеней $Т_в$ снижается до 2-3). Учитывая введение в дальнейшем следующих за 14 главой норм, рассматривается возможность дальнейшего увеличения m – создание двигателя с открытым ротором. Такой двигатель позволит существенно снизить удельный расход топлива, а, следовательно, выбросы NO_x и CO_2 (следующий нормируемый параметр – выбросы углекислого газа), но для его внедрения необходимого будет решить возникающие при его эксплуатации вопросы, связанные с выполнением норм по шуму в окрестностях аэропортов и в салонах самолетов.

Ежегодный прирост объемов авиаперевозок в сочетании с постоянной работой ИКАО по улучшению экологической обстановки в окрестностях аэропортов, приводит к введению новых, все более жестких норм на уровни шума самолетов и эмиссию NO_x, что в сочетании с подготовкой 3 тома приложения 16 стандарта ИКАО по допустимым выбросам парниковых газов CO_2 требует от создателей авиационной техники новых технических решений по одновременному удовлетворению сложным и зачастую противоречивым требованиям по снижению расхода топлива на единицу транспортной работы и уровней генерируемого шума.

Так введение норм главы 3 приложения 16 тома 1 ИКАО потребовало для их выполнения модификации двигателей большинства находящихся в эксплуатации самолетов. Это были турбореактивные двухконтурные двигатели с малой степенью двухконтурности (m =1) (рис. 1).

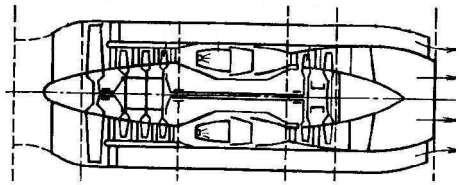


Рис. 1. Схема двигателя с малой степенью двухконтурности m=1

Основным источником шума таких двигателей является реактивная струя. Эффективным средством снижения шума струи без заметных потерь тяги является снижение скорости ее истечения для чего и необходимо повышение m примерно до 2-2,5. Повышение m, т.е. увеличение расхода воздуха через наружный контур влечет за собой рост диаметра вентилятора и снижение потребной степени повышения давления в вентиляторе $П_в$ (из оптимизации параметров цикла двигателя). Снижение $П_в$ дает возможность реализовать такое $П_в$ в одноступенчатом вентиляторе, что позволяет заметно улучшить его акустические характеристики. Основными направлениями снижения шума вентилятора являются: ликвидация входного направляющего аппарата, увеличение осевого зазора между рабочим колесом (РК) и спрямляющим аппаратом (СА), в том числе и наклон лопаток СА по потоку, подбор чисел лопаток РК и СА. Очень важное средство снижения шума двигателя, которое начало тогда использоваться - это звукопоглощающие конструкции (ЗПК).

Следующее поколение двигателей - это двигатели с умеренной степенью двухконтурности (m=5-6). Характерным для этого поколения двигателей являются более высокие параметры термодинамического цикла – m, степень повышения давления в компрессоре $П_к$, температура газа перед турбиной $Т_г$. Создание таких двигателей позволило с запасом удовлетворять требованиям главы 3 и одновременно уменьшить удельный расход топлива. Пример такого двигателя представлен на рис. 2.

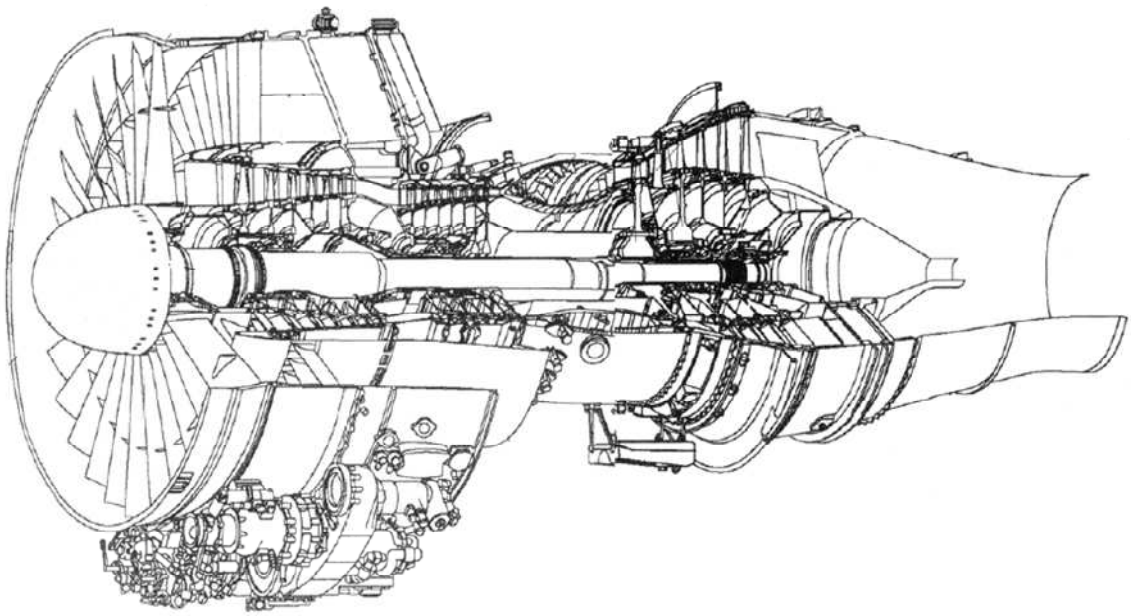


Рис. 2. Двигатель с умеренной степенью двухконтурности m=4-6

Появление норм главы 4, сниженных суммарно на 10 EPNдБ по сравнению с требованиями главы 3, привело к необходимости дальнейшего повышения степени двухконтурности до m=8-10. Увеличение степени двухконтурности дает возможность одновременно получать и снижение уровней шума и уменьшение удельного расхода топлива, что повышает экономичность авиаперевозок и позволяет выполнять требования стандарта ИКАО по эмиссии NO_x. Однако у таких двигателей основная

мощность передается из внутреннего контура во внешний (от струи к вентилятору). Для приведения его во вращение и сжатие такого большого объема воздуха требуется 6-7 ступенчатая турбина вентилятора. Схема такого двигателя с прямым приводом представлена на рис. 3. Резкий рост числа ступеней турбины вентилятора обусловлен ограничением по величине окружной скорости вентилятора, которое, в свою очередь, связано с сильным ростом уровней шума, генерируемых вентилятором при больших окружных скоростях. Необходимо также учесть, что на одном валу с вентилятором и турбиной вентилятора находится и компрессор низкого давления (поэтому ограничение по скорости вращения вентилятора также приводит к увеличению числа его ступеней (на одну).

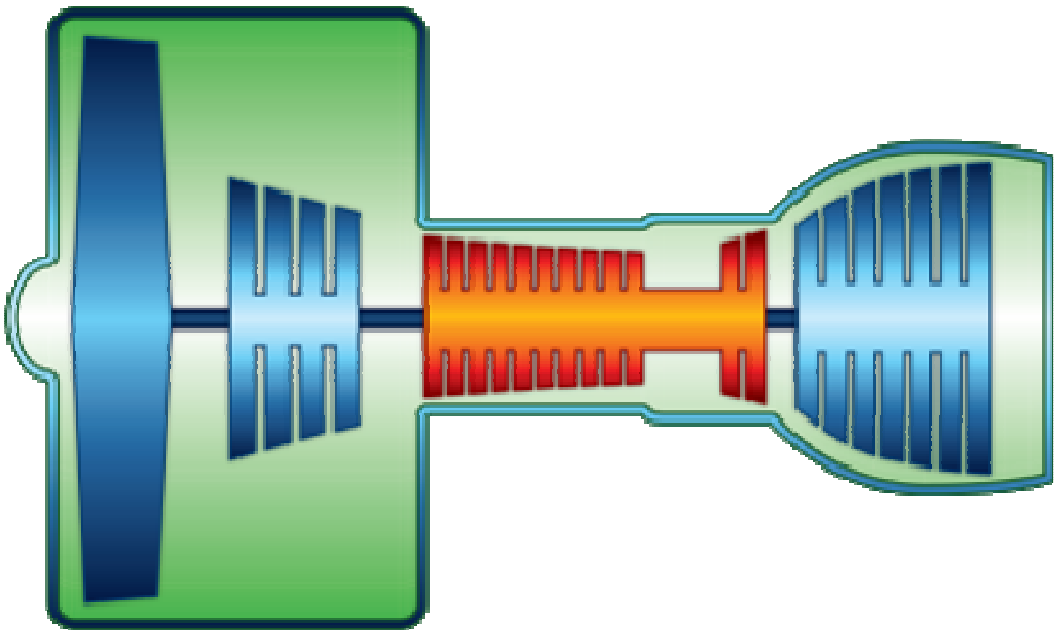


Рис. 3. Схема двигателя с прямым приводом и большой степенью двухконтурности(m=8-10)

В результате у двигателя с прямым приводом получены удовлетворительные акустические характеристики, но он имеет большое число ступеней, длину и массу. Предстоящее введение норм главы 14, которые снижены еще на 7 EPNдБ по сравнению с главой 4, влечет за собой дальнейшее увеличение степени двухконтурности m до 12-17. Ясно, что такое увеличение степени двухконтурности невозможно реализовать в двигателе с прямым приводом из-за дальнейшего роста числа ступеней турбины вентилятора. Таким образом, новые ограничения на уровни шума еще и еще раз влияют на его облик. Решение этой проблемы было найдено путем «развязки» вала вентилятора и его турбины. Вал был разрезан и между вентилятором и компрессором низкого давления был вставлен редуктор. При этом вентилятор вращается с оптимальной для его акустических характеристик скоростью меньшей, чем была у вентилятора двигателя с прямым приводом. Для двигателя с прямым приводом была выбрана компромиссная скорость вращения с тем, чтобы еще больше не увеличивать число ступеней его турбины. Скорость вращения вала, на котором теперь расположены компрессор низкого давления и турбина вентилятора, выбрана максимально допустимой по соображениям прочности, ресурса и максимума их аэродинамических характеристик. Схема двигателя с редуктором представлена на рис. 4.

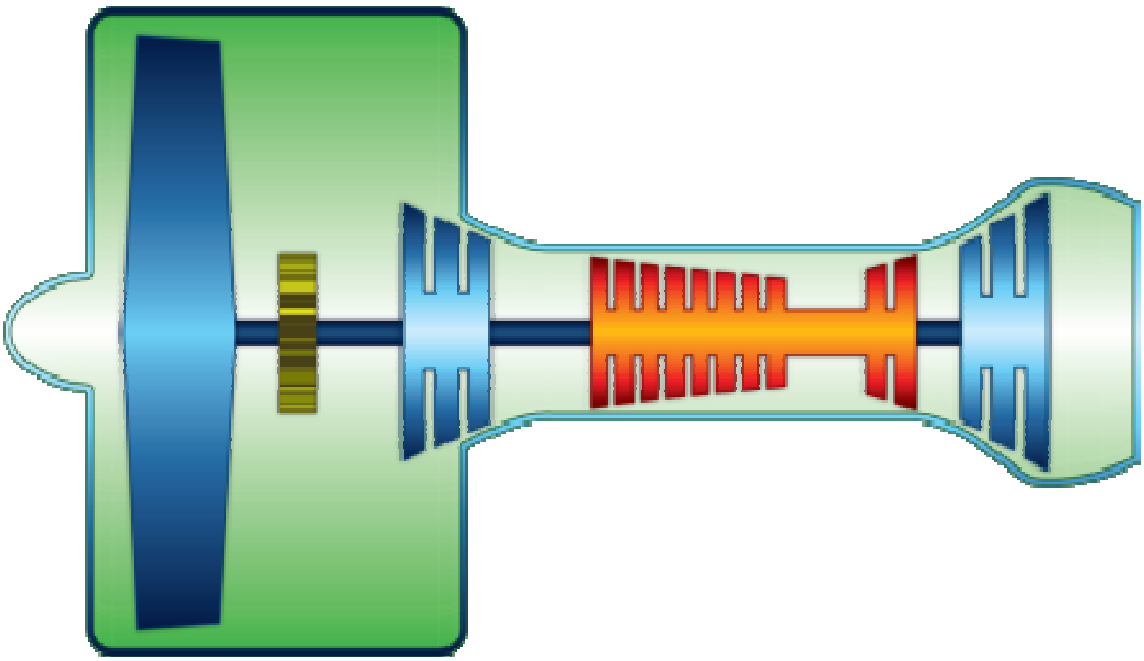


Рис.4. Схема двигателя с редуктором и сверхвысокой степенью двухконтурности (m=12-17)

Видно, что число ступеней турбины вентилятора уменьшилось с семи до трех, а компрессора низкого давления – с четырех до трех. Понижение окружной скорости вентилятора одновременно со снижением $П_в$ (из-за увеличения степени двухконтурности) позволяет перейти на дозвуковые окружные скорости Uв на режимах взлета и набора высоты, ликвидировав тем самым мощный источник шума вентилятора – шум ударных волн. Отметим еще один положительный эффект использования двигателя новой схемы – возможность снижения уровней шума турбины вентилятора. Резкое уменьшение числа ее ступеней достигается за счет практически такого же увеличения (в разы) окружной скорости. Рост скорости вращения приводит к росту величин частоты следования лопаток и ее гармоник, и, следовательно, к их смещению в 1/3-октавные полосы с более высокими центральными частотами $f_ц$=8-10 кГц. Поясним, почему частота следования лопаток турбины и ее гармоники лежат на таких высоких частотах:1. диаметр последней ступени турбины (именно эта ступень вносит максимальный вклад в общий шум турбины) значительно меньше, чем диаметр вентилятора, т.е даже при равных окружных скоростях число ее оборотов будет больше, еще надо учесть, что оптимальные окружные скорости работы турбины существенно больше оптимальных окружных скоростей работы вентилятора; 2. число лопаток рабочего колеса турбины в 4-5 раз больше числа лопаток рабочего колеса вентилятора. Как известно смещение частот излучения из области 2-4 кГц в область 6,3-10 кГц приводит к уменьшению вклада в EPNдБ и снижает уровень шума в контрольных точках самолета. В принципе эти гармонические составляющие можно вывести за верхнюю границу 1/3 октавы с $f_ц$=10кГц и поэтому вообще не учитывать в расчетах.

Учитывая введение в дальнейшем следующих за главой 14 норм, рассматривается возможность дальнейшего увеличения степени двухконтурности – создание двигателя с открытым ротором (рис. 5).

Рис. 5. Двигатель с открытым ротором (толкающий вариант)

Такой двигатель позволит значительно снизить удельный расход топлива, а, следовательно, выбросы NO_x и CO_2, но для его внедрения необходимо будет решить проблемы, возникающие при его эксплуатации, связанные с выполнением норм по шуму в окрестностях аэропортов и в салонах самолетов. Поисковые работы, направленные на решения этих проблем и связанные с использованием численных методов в аэроакустических исследованиях, проводятся как у нас в стране, так и за рубежом. назад к содержанию

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРОВНЕЙ ШУМА ДВИГАТЕЛЯ В СВОБОДНОМ ПОЛЕ В УСЛОВИЯХ ОТКРЫТОГО СТЕНДА

Городкова Н.А.[1,2,3)], Чурсин В.А.[1,2)], Берсенев Ю.В.[1,2)], Григорьев А.Г.[1,2)], Алексенцев А.А.[1,2)]

[1)] ПНИПУ, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, г. Пермь
[2)] ОАО «Авиадвигатель», г. Пермь
[3)] ИМСС УрО РАН, Лаборатория вычислительной гидродинамики, г. Пермь

E-mail: chursin@avid.ru

Доклад представляет оценку результатов определения шума авиационного двигателя в свободном поле по данным акустических измерений на открытом двигательном стенде.
Ранее для этой цели использовались микрофоны свободного поля, установленные на уровне оси двигателя. Однако, в силу неоднозначности интерференционной картины прямого и отраженного сигналов в диапазоне до 10кГц, в Техническом руководстве ИКАО (Doc 9501) [1] рекомендуется проводить измерения шума двигателя флеш-микрофонами по давлению. В этом случае, в силу практически нулевой разности фаз прямого и отраженного сигналов, микрофон воспринимает давление, удвоенное относительно падающего сигнала. При этом кажется привлекательным получить давления в свободном поле вычитанием 6 дБ из измеренного. Тем не менее, сравнительные измерения шума на уровне оси двигателя и флеш-микрофонами говорят о том, что на высоких частотах удвоенные давления на флеш-микрофонах нельзя трактовать как удвоенные давления в свободном поле, чему и посвящен данный доклад

Традиционно, до относительно недавнего времени, измерения шума в дальнем поле проводились микрофонами свободного поля на уровне оси двигателя. При этом, в результате очевидного сложения двух сигналов (прямого луча и отраженного от поверхности стенда) в спектрах шума возникает интерференционная картина - чередование спектральных максимумов и минимумов. Максимумам соответствуют частоты, при которых длины волн нацело укладываются в разности путей прямого и отраженного лучей, и тогда давление на микрофоне удваивается. И, соответственно, между максимумами возникают интерференционные провалы с нулевым давлением. Это справедливо при стендовом коэффициенте отражения практически равном единице.

Отметим еще одну особенность данного процесса. Отраженный луч проходит определенное расстояние в приземном турбулентном слое, толщина которого по оценке [2] составляет 0,5…1 м, и это расстояние тем больше, чем меньше угол падения луча. На низких частотах турбулентный слой не оказывает на распространение волны какого-то существенного влияния, и интерференционная картина практически не искажается, давление в максимумах удваивается, и, значит, превышает давление в свободном поле на 6 дБ. Но на высоких частотах, при малых длинах волн, наличие слоя существенно сказывается на распространении волн, и, поэтому, после прохождения приземного слоя, они приходят на микрофон случайным образом рассогласованные по фазе с волнами в прямом луче. В этом случае не приходится говорить о каком-то сложении давлений и остается только складывать прямой и отраженный сигналы по мощности. Следовательно, измеренный уровень звукового давления превышает уровень в свободном поле на 3дБ (при условии, что нет дополнительного, относительно атмосферного, затухания в приземном слое).

Чтобы избежать подобных неоднозначностей, в особенности в частотном диапазоне, где наблюдается переход от 6 до 3 дБ, была разработана методика, в частности фирмой Боинг [3], в которой измерения производятся так называемыми

флэш-микрофонами, т.е. микрофонами по давлению, расположенными практически заподлицо с поверхностью стенда.

Считается, что в этом случае происходит удвоение давления на всех частотах интересующего диапазона и, поэтому, уровни в свободном поле получаются простым вычитанием шести децибелл из измеренных уровней [1].

На стенде Боинга полудюймовые микрофоны устанавливались над поверхностью стенда с расстоянием от диафрагмы до поверхности равным 12 мм. В этом случае первый интерференционный минимум располагается на частоте порядка 60 кГц, и его влияние на частоте 10 кГц составляет меньше 0,5 дБ и тем более меньшее на меньших частотах. При этом параллельно проводились измерения микрофонами, расположенными на уровне оси двигателя, на высоте 4 м. Из вышесказанного следует, что на высоких частотах интересующего диапазона разность уровней спектральных плотностей по флэш-микрофону и микрофону оси должна составлять 3 дБ. Однако, из результатов измерений следует, что после 7…8 кГц уровни начинают сходиться и на 10 кГц практически совпадают [3]. Тем не менее, этот необъяснимый результат не рассматривается как серьезное ограничение метода флэш-микрофонов, исходя из того, что даже если уровень в свободном поле, определенный флэш-микрофонами, меньше истинного на 3 дБ на 10 кГц, и в меньшей степени на меньших частотах, его влияние на метрику EPNL (уровня воспринимаемого шума), для такого источника, как двухконтурный турбореактивный двигатель, несущественно.

Рис. 1. Расположение флеш-микрофона на открытом стенде

Рис. 2. Расположение флеш-микрофонов на площадке открытого стенда

Располагая источником шума JBL SRX 725, достаточно мощным и значительно более стабильным, чем шум двигателя, на открытом стенде ОС-5 ОАО «Авиадвигатель» были проведены акустические измерения в дальнем поле, на радиусе 50 м, в угловом диапазоне от 10° до 160°, флэш-микрофонами и микрофонами на уровне оси двигателя (высота 5 м). Источник шума располагался в плоскости вентилятора. Режим работы - «белый шум». Расположение установленных на открытом стенде флеш-микрофонов представлено на рисунках 1, 2.

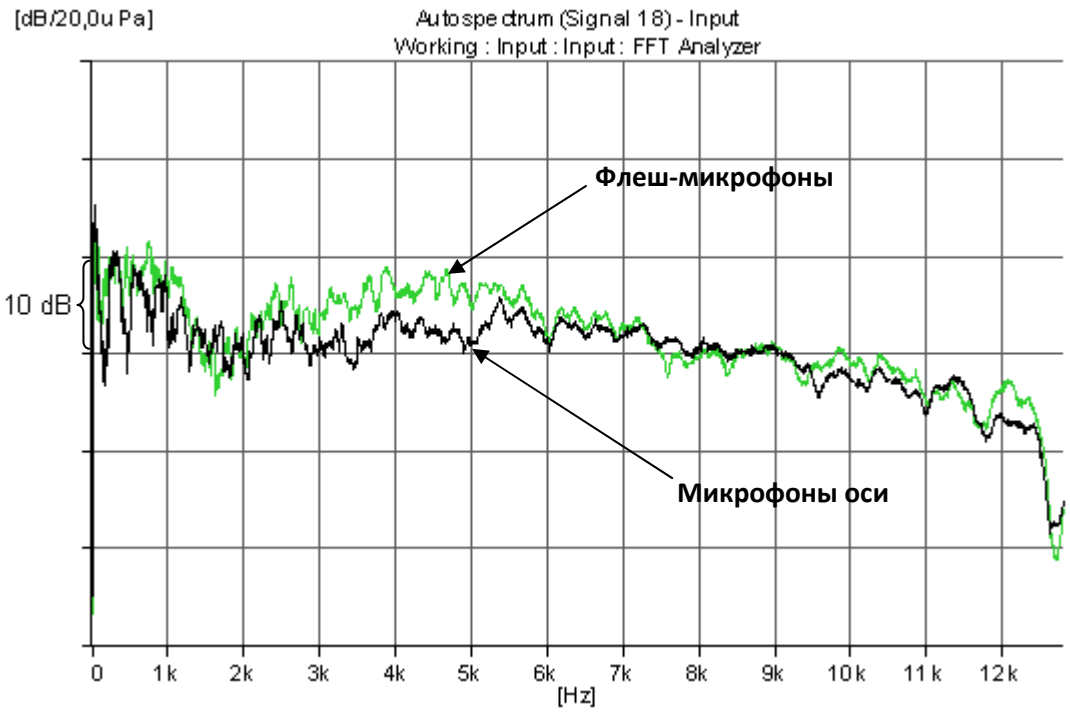


Рис. 3. Спектры флэш-микрофон и микрофон на высоте 5 м; угол 60°, радиус 50 м. Белый шум, осреднение 300с.

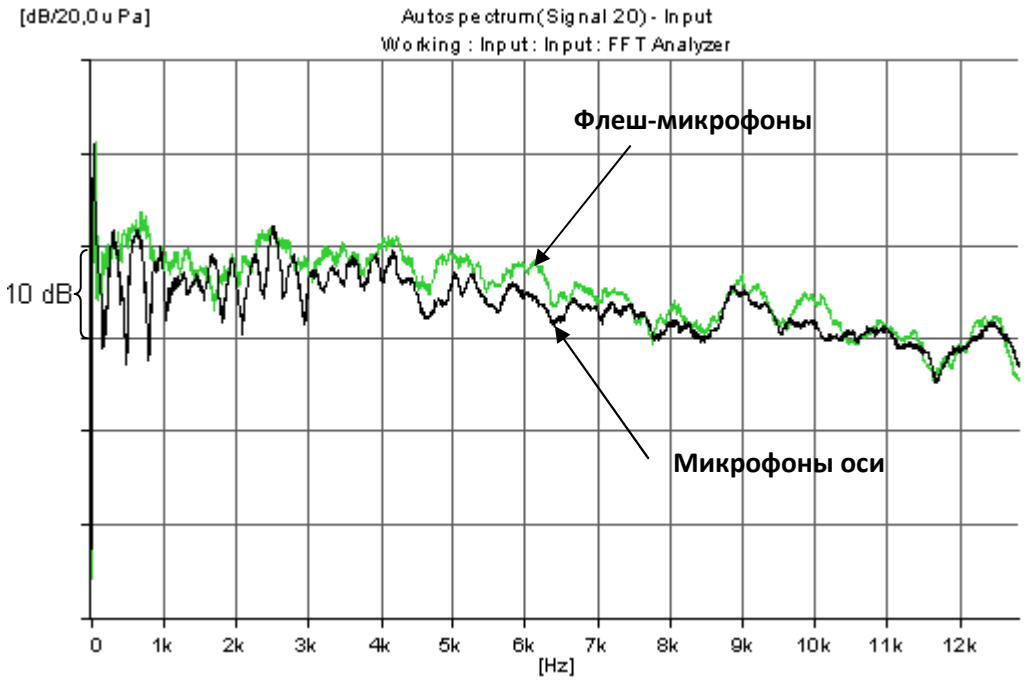


Рис. 4. Спектры флэш-микрофон и микрофон на высоте 5 м; угол 90°, радиус 50 м. Белый шум, осреднение 300с.

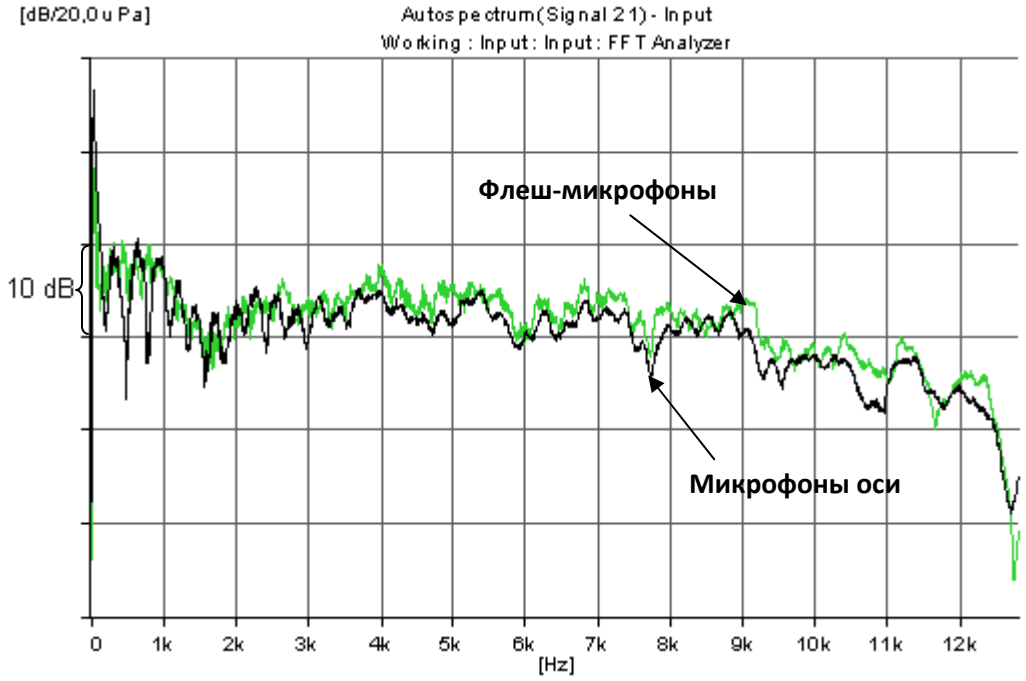


Рис. 5. Спектры флэш-микрофон и микрофон на высоте 5 м; угол 120°, радиус 50 м. Белый шум, осреднение 300с.

На рисунках 3...5 выборочно показаны спектры шума по микрофонам оси и флэш-микрофонам на углах 60, 90 и 120°. Можно видеть хорошо выраженную интерференционную картину по микрофонам оси до 3…4 кГц. Огибающая по максимумам интерференции практически совпадает с уровнями по флэш-микрофонам, что говорит о действительном удвоении давления свободного поля. С ростом частоты вырождается интерференционная неравномерность по микрофону оси и разности уровней должны составлять около 3 дБ. Из рисунков следует, что разности

действительно возрастают до, примерно, такого уровня, но на угле 60° после 6 кГц уровни по микрофону оси и по флэш-микрофону сходятся, что соответствует результатам, полученным в [3]. На угле 90° уровни также, хотя и в меньшей степени, сходятся, а на угле 120° такого схождения нет, и наблюдается ожидаемая разность в области 3 дБ.

Следует заметить, что в тех случаях, когда нет ожидаемой разности, падение уровней шума с ростом частоты существенно больше того, которое можно было бы объяснить только затуханием в атмосфере, без влияния приземного слоя. Например, затухание в атмосфере в третьоктавной полосе с центром 8 кГц составляет 2,5 дБ на расстоянии 50 м, в то время как на угле 60° падение уровня с низких частот до 8 кГц составляет 10 дБ по флэш-микрофону и существенно меньше по микрофону оси. Возможным объяснением этого факта является то, что на пути к флэш-микрофону и прямой и отраженный сигналы проходят участок длиной 10 м в приземном турбулентном слое (рисунок 6), тогда как к микрофону оси через приземный турбулентный слой проходит только отраженный сигнал.

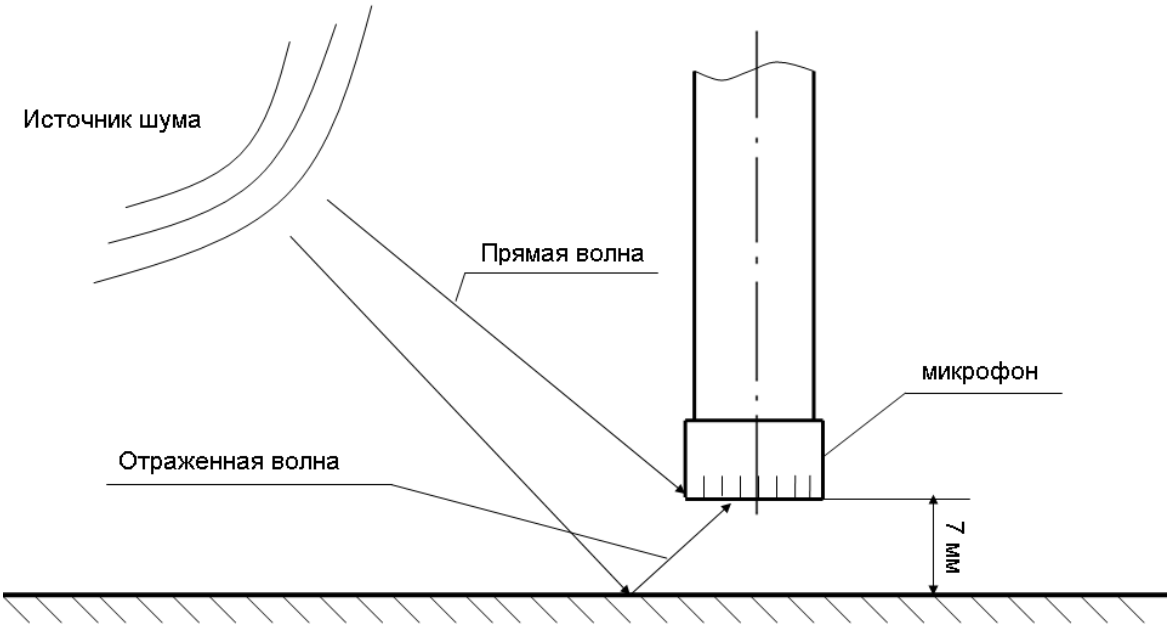


Рис. 6. Схема прохождения акустического сигнала от источника к флеш-микрофону

Тогда большее затухание на флэш-микрофоне и, таким образом, схождение уровней по обоим микрофонам, можно объяснить большим затуханием в приземном слое, чем в свободной атмосфере. Таким образом, для определения уровня сигнала в свободном поле из спектра по флэш-микрофону следует вычитать меньшую величину, чем 6 дБ. Точное определение этой величины требует проведения дополнительных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Техническое руководство ИКАО по окружающей среде. Doc 9501 AN/929. Издание третье-2004.
2. AIR 1672B. PROCEDURE DEVELOPED BY SNECMA TO REMOVE GROUND REFLECTION EFFECTS FROM SOUND PRESSURE LEVELS MEASURED BY MICROPHONES LOCATED ABOVE A HARD SURFACE. June 1983.

AIR 1672B. PROCEDURE DEVELOPED BY THE BOEING COMPANY TO DETERMINE EQUIVALENT FREE-FIELD SOUND PRESSURE LEVELS AROUND AN ENGINE TEST STAND. June 1983. назад к содержанию

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА В СТРУЙНОМ ТЕЧЕНИИ

Беляев И.В.[1, 2)]

[1)] *Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского,Москва;*
[2)] *Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, Пермь*

E-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

Проведено теоретическое исследование звукового поля, создаваемого вращающимся точечным источником в струйном течении. Скорость потока предполагается однородной, слой смешения струи моделируется разрывом скорости. Точечный гармонический источник звука, расположенный внутри струи, вращается в плоскости, перпендикулярной направлению потока. Звуковое поле, создаваемое вращающимся источником в дальней области, сравнивается с звуковым полем, создаваемым этим же источником при отсутствии разрыва скорости, что позволяет оценить величину эффекта рефракции звука.

Звуковое поле вращающегося источника представляет значительный интерес для акустики и недавно теоретически исследовалось для монополей [1, 2], диполей [3] и квадруполей [4]. Эти решения были применены для улучшения алгоритма бимформинга для учета эффекта вращения источника [5] и для моделирования шума винта [6, 7].

Экспериментальные исследования шума вращающихся источников, таких как винты и открытые роторы, часто проводятся в заглушенных установках с открытой рабочей частью, что означает наличие сдвигового слоя между источником звука и расположенными вне потока микрофонами. Рефракция звука на сдвиговом слое также активно исследовалась, в основном для источников звука, стационарных или движущихся прямолинейно [8, 9]. Для вращающегося источника эффект сдвигового слоя учитывается с помощью введения среднего числа Маха между источником и микрофоном [10].

Данное теоретическое исследование является первой работой, где строгим образом изучается эффект рефракции звука от вращающегося источника на сдвиговом слое.

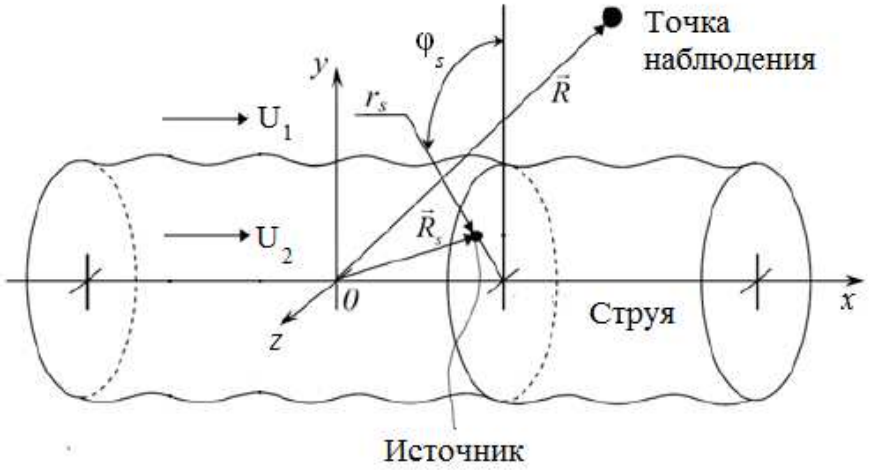


Рис.1 Геометрия задачи

Геометрия задачи приведена на рис. 1. Точечный монополь, излучающий звук на частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$, вращается на расстоянии r_0 вокруг оси x с частотой вращения $\Omega = 2\pi F$. Вращающийся точечный источник расположен в струйном течении, моделируемом

цилиндром радиуса R_0 ($R_0 > r_0$), чья ось совпадает с осью x цилиндрической системы координат (r, φ, x). Скорости потока внутри и вне струи однородны и равны U_1 вне струи (область 1, $r > R_0$) и U_2 внутри струи (область 2, $r < R_0$). На сдвиговом слое, отделяющем струю от окружающего потока, выполняются условия непрерывности давления p и смещения h:

$$p\big|_{r=R_0+0} = p\big|_{r=R_0-0}$$

$$-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial r}\bigg|_{r=R_0+0} = \left(\frac{\partial}{\partial t}+U_1\frac{\partial}{\partial x}\right)h$$

$$-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial r}\bigg|_{r=R_0-0} = \left(\frac{\partial}{\partial t}+U_2\frac{\partial}{\partial x}\right)h$$

Предполагается, что в струе и в окружающем потоке плотность ρ_0 и скорость звука c_0 одинаковы. Звуковое давление описывается уравнениями:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 p}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial p}{\partial r}+\dfrac{1}{r^2}\dfrac{\partial^2 p}{\partial \varphi}+\dfrac{\partial^2 p}{\partial^2 x}-\dfrac{1}{c_0^2}\left(\dfrac{\partial}{\partial t}+U_1\dfrac{\partial}{\partial x}\right)p=0, & r>R_0 \\ \dfrac{\partial^2 p}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial p}{\partial r}+\dfrac{1}{r^2}\dfrac{\partial^2 p}{\partial \varphi}+\dfrac{\partial^2 p}{\partial^2 x}-\dfrac{1}{c_0^2}\left(\dfrac{\partial}{\partial t}+U_2\dfrac{\partial}{\partial x}\right)p=-\rho_0\left(\dfrac{\partial}{\partial t}+U_2\dfrac{\partial}{\partial x}\right)q, & r<R_0 \end{cases},$$

где $q(r,\varphi,x,t) = q_0 e^{-i\omega_0 t}\dfrac{\delta(r-r_0)}{r}\delta(x-x_0)\sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(\varphi-\Omega t-2\pi n)$,

и монополь находится в точке $r = r_0$, $\varphi = \Omega t$, and $x = x_0$. Решение уравнения (*) должно быть конечным и удовлетворять условию уходящих волн на бесконечности.

Решение будем искать с помощью Фурье-преобразования

$$\tilde{p}_m(r,\xi,\omega) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\pi}^{\pi} p(r,\varphi,x,t)\,e^{i(\omega t-\xi x-m\varphi)}\,d\varphi\,dt\,dx,$$

$$p(r,\varphi,x,t) = \frac{1}{(2\pi)^3}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\left(\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\tilde{p}_m(r,\xi,\omega)\,e^{i(\xi x-\omega t)}\,d\omega\,d\xi\right)e^{im\varphi},$$

где x, m и ω обозначают, соответственно, аксиальное волновое число, азимутальный номер и угловую частоту. Производные при этом преобразовываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x}\to i\xi, \qquad \frac{\partial}{\partial t}\to -i\omega, \qquad \frac{\partial}{\partial \varphi}\to im.$$

Преобразуя неоднородное волновое уравнение (*) с помощью (*) приводит к

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \tilde{p}_m}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial \tilde{p}_m}{\partial r}+\left[(k-\xi M_1)^2-\xi^2-\dfrac{m^2}{r^2}\right]\tilde{p}_m=0, & r>R_0 \\ \dfrac{\partial^2 \tilde{p}_m}{\partial r^2}+\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial \tilde{p}_m}{\partial r}+\left[(k-\xi M_2)^2-\xi^2-\dfrac{m^2}{r^2}\right]\tilde{p}_m=Q_m, & r<R_0 \end{cases},$$

где

$$Q_m = \rho_0 c_0 (k-\xi M_2)\,\tilde{q}_m,\ k=\omega/c_0,$$

$$\tilde{q}_m = q_0\frac{\delta(r-r_0)}{2\pi r}e^{-i\xi x_0}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{2\sin(\pi[n-m])}{n-m}\delta(\omega-\omega_0-n\Omega).$$

Здесь мы воспользовались равенством

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(\varphi-\Omega t-2\pi n) = \frac{1}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}e^{in(\varphi-\Omega t)}$$

Уравнение (*) имеет вид уравнения Бесселя,

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_m}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \tilde{p}_m}{\partial r}+\left[\xi_1^2-\frac{m^2}{r^2}\right]\tilde{p}_m=0$$

Где радиальное волновое число ξ_1 определяется как

$$\xi_1^2=\left(k-\xi M_1\right)^2-\xi^2$$

В качестве линейно независимых решений уравнений Бесселя удобно взять $J_m\left(\xi_1 r\right)$ и $H_m^{(1)}\left(\xi_1 r\right)$. Тогда решение уравнения (*) имеет вид

$$\tilde{p}_m=A_m J_m\left(\xi_1 r\right)+B_m H_m^{(1)}\left(\xi_1 r\right), \qquad r>R_0$$

A_m и B_m – функции только ξ и ω. Решение уравнения (*) можно получить с помощью метода вариации постоянных. Полагая $Q_m = 0$, уравнение (*) примет вид

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_m}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \tilde{p}_m}{\partial r}+\left[\xi_2^2-\frac{m^2}{r^2}\right]\tilde{p}_m=0$$

Где радиальное волновое число ξ_2 определяется как

$$\xi_2^2=\left(k-\xi M_2\right)^2-\xi^2$$

Принимая $J_m\left(\xi_2 r\right)$ и $H_m^{(1)}\left(\xi_2 r\right)$ в качестве линейно независимых решений уравнений, решение неоднородного уравнения примет вид

$$\tilde{p}_m=\left[C_m+\frac{i\pi}{2}\int_0^r Q_m(s)H_m^{(1)}\left(\xi_2 s\right)sds\right]J_m\left(\xi_2 r\right)+\left[D_m-\frac{i\pi}{2}\int_0^r Q_m(s)J_m\left(\xi_2 s\right)sds\right]H_m^{(1)}\left(\xi_2 r\right)$$

C_m и D_m являются функциями только ξ и ω, а s – переменная интегрирования. Поскольку $Q_m(s)$ включает $\delta(s - r_0)$, результат интегрирования примет вид:

$$\tilde{p}_m=C_m J_m\left(\xi_2 r\right)+D_m H_m^{(1)}\left(\xi_2 r\right), \qquad 0\le r\le r_0$$

$$\tilde{p}_m=\left[C_m+\frac{i\pi}{2}q_m H_m^{(1)}\left(\xi_2 r_0\right)\right]J_m\left(\xi_2 r\right)+\left[D_m-\frac{i\pi}{2}q_m J_m\left(\xi_2 r_0\right)\right]H_m^{(1)}\left(\xi_2 r\right), \qquad r_0\le r\le R$$

где

$$q_m=\frac{q_0}{2\pi}e^{-i\xi x_0}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{2\sin\left(\pi[n-m]\right)}{n-m}\delta\left(\omega-\omega_0-n\Omega\right)$$

Значения A_m, B_m, C_m, и D_m определяются из граничных условий. Применяя условия конечности решения для $r \to 0$ и условие уходящих волн для $r \to \infty$,, получаем $A_m \equiv 0$ and $D_m \equiv 0$. Преобразование Фурье уравнения (*) дает

$$\tilde{p}_m\big|_{r=R+0}=\tilde{p}_m\big|_{r=R-0}$$

$$\left(k-\xi M_2\right)^2\frac{\partial \tilde{p}_m}{\partial r}\bigg|_{r=R_0+0}=\left(k-\xi M_1\right)^2\frac{\partial \tilde{p}_m}{\partial r}\bigg|_{r=R_0-0}$$

После подстановки (*) в (*), получим:

$$B_m H_m^{(1)}\left(\xi_1 R_0\right)-C_m J_m\left(\xi_2 R_0\right)=\frac{i\pi}{2}q_m\left[H_m^{(1)}\left(\xi_2 r_0\right)J_m\left(\xi_2 R_0\right)-H_m^{(1)}\left(\xi_2 R_0\right)J_m\left(\xi_2 r_0\right)\right]$$

$$\left(k-\xi M_2\right)^2 B_m\xi_1 H_m^{(1)}\left(\xi_1 R_0\right)-\left(k-\xi M_1\right)^2 C_m\xi_2 J_m\left(\xi_2 R_0\right)=$$

$$=\left(k-\xi M_1\right)^2\frac{i\pi}{2}q_m\left[H_m^{(1)}\left(\xi_2 r_0\right)J_m'\left(\xi_2 R_0\right)-H_m'^{(1)}\left(\xi_2 R_0\right)J_m\left(\xi_2 r_0\right)\right]$$

Эти два уравнения позволяют найти два коэффициента B_m and C_m. В результате,

$$B_m=\frac{q_m}{R_0\Delta}\left(k-\xi M_1\right)^2 J_m\left(\xi_2 r_0\right)$$

$$\Delta = \left(k - \xi M_1\right)^2 \xi_2 J_m'\left(\xi_2 R_0\right) H_m^{(1)}\left(\xi_1 R_0\right) - \left(k - \xi M_2\right)^2 \xi_1 J_m\left(\xi_2 R_0\right) H_m'^{(1)}\left(\xi_1 R_0\right)$$

Таким образом, вне струи звуковое поле от вращающегося монополя определяется выражением

$$\tilde{p}_m = \frac{q_0}{2\pi R_0 \Delta}\left(k - \xi M_1\right)^2 e^{-i\xi x_0}\left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{2\sin\left(\pi[n-m]\right)}{n-m}\delta\left(\omega - \omega_0 - n\Omega\right)\right] J_m\left(\xi_2 r_0\right) H_m^{(1)}\left(\xi_1 r\right)$$

.

Выполняя обратное преобразование Фурье по ω и замечая, что $\omega = \omega_0 - n\Omega$ и что $\sin\left(\pi[n-m]\right)/(n-m)$ равно нуля для всех $n \neq m$, получим

$$p_m'(r,\xi,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{p}_m(r,\xi,\omega) e^{-i\omega t} d\omega = \frac{q_0}{2\pi R_0}\frac{\left(k_m - \xi M_1\right)^2}{\Delta_m} e^{-i\xi x_0 - i(\omega_0 + m\Omega)t} J_m\left(\xi_{2m} r_0\right) H_m^{(1)}\left(\xi_{1m} r\right)$$

где k_m, ξ_{1m}, ξ_{2m}, и Δ_m получены подстановкой $\omega_0 + m\Omega$ вместо ω в k, ξ_1, ξ_2, и Δ, соответственно.

Сравнивая определение ξ_{1m} (*) с (*), чтобы обеспечить только уходящие волны при $r \to \infty$, получим

$$\xi_{1m} = \begin{cases} \operatorname{sgn}\left(\omega_0 + m\Omega\right)\sqrt{\left(k_m - \xi M_1\right)^2 - \xi^2}, & \left(k_m - \xi M_1\right)^2 \geq \xi^2 \\ i\sqrt{\xi^2 - \left(k_m - \xi M_1\right)^2}, & \left(k_m - \xi M_1\right)^2 \leq \xi^2 \end{cases}$$

Аналогичное условие применяется и для ξ_{2m}.

Таким образом,

$$p_m = \frac{1}{4\pi^2}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} p_m'(r,\xi,t) e^{i\xi x} d\xi$$

В дальнем поле этот интеграл можно оценить с помощью метода стационарной фазы. При этом пренебрегаем вкладом полюсов, связанных с нулями функции Δ, которые имеют физический смысл излучения звука волнами неустойчивости, развивающимися на сдвиговом слое струи. Это связно с тем, что звук от вращающегося точечного монополя предполагается значительно превышающим звук от волн неустойчивости, для которого известно, что для низкоскоростных струй он мал.

В соответствии с методом стационарной фазы интегралы вида

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} g(s)\exp\left[i\eta(s)R\right] ds$$

Можно оценить для $R \to \infty$ в соответствии с выражением

$$I \to \left|\frac{2\pi}{R\eta''(s_0)}\right|^{1/2} g(s_0)\exp\left\{i\left[R\eta(s_0) \pm \frac{\pi}{4}\right]\right\}$$

где s_0 – точка стационарной фазы, определяемая условием $\eta'(s_0) = 0$, а знак ± совпадает со знаком $\eta''(s_0)$.

Вводя новые переменные (R, θ), для которых

$r = R\sin\theta$, $x - x_0 = R\cos\theta$,

И используя дальнюю асимптотику функции Бесселя

$$H_m^{(1)}(s) \to \sqrt{\frac{2}{\pi s}}\exp\left\{i\left[s - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right]\right\}$$

получаем

$$p = \sum_{m=-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} g_m(\xi) e^{iR\eta(\xi)} d\xi$$

где

$$\eta(\xi) = \xi_{1m}\sin\theta + \xi\cos\theta,$$

$$g_m(\xi) = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{q_0}{R_0}\frac{(k_m + \xi M_1)^2}{\Delta_m} J_m(\xi_{2m} r_0)\sqrt{\frac{2}{\pi\xi_{1m} R\sin\theta}}\, e^{-\frac{1}{2}i\pi m - \frac{1}{4}\iota\pi}$$

Точка стационарной фазы задана выражением

$$\xi_s = \frac{k_m}{1-M_1^2}\left(\frac{\cos\theta}{\sqrt{1-M_1^2\sin^2\theta}} - M_1\right).$$

Тогда

$$\eta(\xi_s) = \xi_{1m}\sin\theta + \xi_s\cos\theta \sim \frac{k_m}{1-M_1^2}\left(\sqrt{1-M_1^2\sin^2\theta} - M_1\cos\theta\right)$$

$$p = -\frac{2i}{R}\frac{e^{i\eta(\xi_s)R}}{\left(1-M_1^2\sin^2\theta\right)^{1/2}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi - i(\omega_0 + m\Omega)t} e^{-i\frac{m\pi}{2}\mathrm{sgn}(\omega_0 + m\Omega)} g_m(\xi_s).$$

Это выражение определяет асимптотику дальнего поля для звука, создаваемого вращающимся монополем в струйном течении.

Для количественной оценки величины рефракции рассмотрим задачу, геометрия которой приведена в Таблице 1.

Таблица 1. Численные параметры геометрии задачи

Радиус струи, R_0	0.4 м
Радиус вращения источника, r_s	0.24 м
Частота вращения источника, F	5000 и 12000 об/мин
Частота излучения источника, f_0	0 Гц
Скорость струи, U_2	0 - 100 м/с

Эта задача моделирует рефракцию шума винта на слое смешения струи, поэтому частота излучения самого источника положена равной 0 Гц. Оценка величины рефракции получается при сравнении задачи а) со скоростью внешнего потока 0 м/с с задачей б) когда скорость внешнего потока равна скорости струи ($U_1 = U_2$). В последнем случае микрофоны расположены в потоке и звук от вращающегося источника при распространении до микрофонов не рефрагируется на сдвиговом слое.

Результаты расчетов приведены на Рис. 2 для двух скоростей вращения источника – 5000 и 12000 об/мин. Микрофон расположен под углом 85º от оси струи. По оси абсцисс отложена величина рефракции (разность в дБ уровней звука первой гармоники между задачами а) и б)). Видно, что величина рефракции достигает значения 1 дБ для скорости вращения 5000 об/мин и 3 дБ для скорости вращения 12000 об/мин.

Таким образом, в данной работе была решена задача определения звукового поля, создаваемого вращающимся точечным монополем, расположенным в струйном течении. Получены численные оценки величины рефракции звука от вращающегося точечного источника на сдвиговом слое струи, которые показывают, что рефракция на сдвиговом слое может быть существенной.

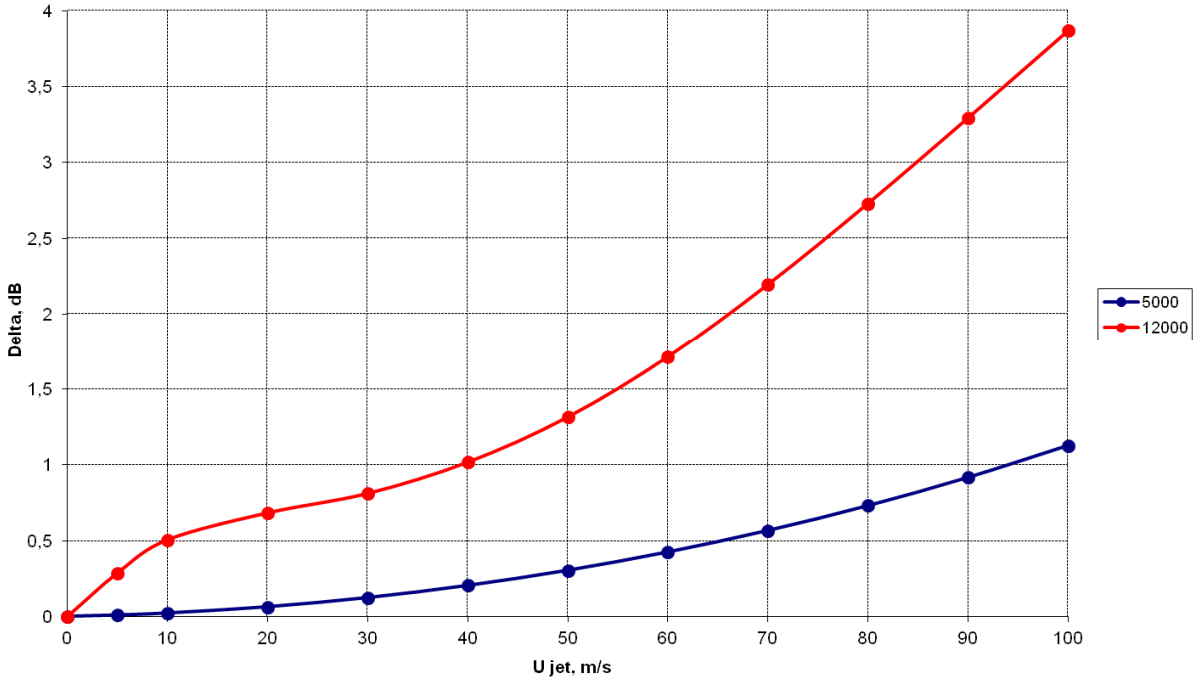


Рис. 2 Величина рефракции вращающегося монополя на сдвиговом слое струи

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poletti M.A. Series expansions of rotating two and three dimensional sound fields // J. Acoust. Soc. Am. – 2010. Vol.128, No.6. – P. 3363–3374.
2. Poletti M.A., Teal P.D. Comparison of methods for calculating the sound field due to a rotating monopole // J. Acoust. Soc. Am. – 2011. Vol.129, No.6 - P. 3513–3520.
3. Mao Y.J., Qi D.T., Gu Y.Y. An exact frequency-domain solution of the sound radiated from the rotating dipole point source // J. Acoust. Soc. Am. – 2012. Vol.132. – P. 1294–1302.
4. Mao Y.J., Xu C., Qi D.T., Tang H.T. Series expansion Solution for Sound Radiation from Rotating Quadrupole Point Source // AIAA J. – 2014. Vol. 52, No. 5. – P. 1086 - 1092
5. Pannert W., Maier C. Rotating beamforming – motion-compensation in the frequency domain and application of high-resolution beamforming algorithms // J. Sound and Vib. – 2014. Vol. 333. – P. 1899–1912
6. Mao Y.J., Xu C., Qi D.T. Frequency-domain model of tonal blade thickness and loading noise // J. Acoust. Soc. Am. – 2014. Vol. 135, No.1. – P. 93-103
7. Xu C., Mao Y.J., Qi D.T. Frequency-domain acoustic pressure formulation for rotating source in uniform subsonic inflow with arbitrary direction // // J. Sound and Vib. – 2014. Vol. 333. – P. 3081–3091.
8. Mani R. A moving source problem relevant to jet noise // J. Sound and Vib. – 1972. Vol. 25, No. 2. – P. 337 – 347
9. Gabard G. Near- to far-field characteristics of acoustic radiation through plug flow jets // J. Acoust. Soc. Am. – 2008. Vol.124, No.5. – P. 2755 – 2766.

Sijtsma P., Oerlemans S. Location of rotating sources by phased array measurements // AIAA Paper 2001-2167.

назад к содержанию

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ОБРАЗЦОВ ЗПК НА УСТАНОВКЕ «ИНТЕРФЕРОМЕТР С ПОТОКОМ»

Соболев А.Ф.[1,2)]

[1)]*Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва;*
[2)] *Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, Пермь*

E-mail: sobaf@yandex.ru; *anatoly.sobolev@tsagi.ru*

В данной работе исследуется решение задачи определения импеданса образца ЗПК, установленного на боковой стенке достаточно узкой трубы с учетом скользящего потока и высокого уровня звукового давления. Импеданс определяется на основании измерения структуры акустического поля в зоне расположения образца с помощью четырех микрофонов, установленных на противоположной к образцу стенке канала прямоугольного поперечного сечения. Показано, что собственные значения, соответствующие модам нулевого порядка, распространяющимся в прямом и обратном направлении, определяются из решения простых алгебраических уравнений относительно передаточных функций между опорным микрофоном и остальными тремя. Реализация этого метода продемонстрирована теоретически на виртуальном интерферометре с потоком.

ВВЕДЕНИЕ

Звукопоглощающие облицовки (ЗПК), устанавливаемые в проточных частях авиационных двигателей, были и продолжают оставаться наиболее эффективным средством снижения шума самолетов на местности. На протяжении всего периода эксплуатации ЗПК во всем мире непрерывно проводятся теоретические и экспериментальные исследования, направленные на создание и разработку методов расчета основополагающей характеристики ЗПК – ее импеданса с учетом всех влияющих факторов. Существующие методы расчета достаточно хорошо описывают влияние геометрических параметров ЗПК и уровня звукового давления на импеданс ЗПК. Вместе с тем влияние потока, скользящего вдоль поверхности ЗПК, на ее импеданс изучено существенно меньше. Однако в последнее время именно поток становится главенствующим фактором, поскольку скорости потока в проточных частях двигателя увеличиваются. В настоящее время отсутствуют теоретические модели, которые бы достаточно адекватно описывали влияние скорости потока, пограничного слоя на импеданс конструкций. В связи с этим представляется весьма перспективным создание экспериментальной установки, на которой можно было бы целенаправленно проводить исследования по влиянию потока и пограничного слоя на импеданс ЗПК. Учитывая, что на импеданс ЗПК оказывает влияние только та часть потока, которая скользит вдоль импедансной стенки, представляется целесообразным при создании установки использовать достаточно узкие трубы, в которых легче создать необходимый поток и высокие уровни звукового давления. При этом, тот факт, что структура поля в достаточно узкой трубе не соответствует структуре поля в реальном канале, не является принципиальным, поскольку наибольший практический интерес представляют ЗПК так называемого локально реагирующего типа. Импеданс таких конструкций не зависит от структуры поля, а определяется конструктивными особенностями ЗПК и аэроакустическими параметрами канала вблизи его стенки – величиной скорости скользящего потока, толщиной пограничного слоя, частотным спектром источника шума и т.д.

За рубежом исследования по созданию относительно малоэнергоемких экспериментальных установок по исследованию влияния потока на импеданс были начаты в конце прошлого века. В настоящее время такие установки существуют в основных крупных научных центрах США и Европы, занимающихся вопросами

снижения авиационного шума, - [1]-[16]. Структура и принцип работы этих установок одинаков. Каждая такая установка имеет достаточно длинную узкую трубу с рабочей частью прямоугольного сечения. На одной стороне рабочей части устанавливается протяженный образец. Использование трубы прямоугольного сечения продиктовано исключительно простотой изготовления образца. Через трубу пропускаются одновременно звук и поток. Метод определения импеданса является развитием метода определения импеданса в обычном интерферометре, где испытуемый образец устанавливается в конце трубы перпендикулярно оси трубы и импеданс образца определяется по картине стоячей волны, образуемой при отражении звука от образца.

В настоящее время существуют два основных подхода к извлечению импеданса из результатов измерения акустического давления в импедансной трубе с потоком. Один подход основан на аналитическом описании акустического поля внутри трубы, включающей участок с образцом. Второй подход основан на описании этого поля с помощью численного метода конечного элемента. При первом подходе структура поля внутри трубы определяется с помощью минимум четырех микрофонов, одна половина из которых установлены на некотором расстоянии до образца, а вторая на таком же расстоянии за образцом. Во втором подходе число микрофонов ничем не ограничивается (определяется только возможностями используемой измерительной системы). При обоих подходах извлечение импеданса сводится к выполнению последовательности итераций по приближению изначально произвольно заданного импеданса к искомому из условия минимума целевой функции - разности расчетного и измеренного акустического давления в точках расположения микрофонов. При этом на каждом промежуточном этапе необходимо всякий раз вычислять целиком все акустическое поле добиваясь обеспечения сходимости расчетного значения давления к измеренному значению. В случае метода конечного элемента время расчета может оказаться весьма значительным. Можно ожидать, что полученное в результате последовательности итераций значение импеданса будет искомым. Успех вычислений в значительной мере зависит от выбранного метода минимизации целевой функции.

В данной работе предлагается располагать микрофоны не перед образцом и за ним, а непосредственно в зоне расположения образца на противоположной к образцу стенке канала прямоугольного поперечного сечения. В этом случае, если микрофоны расположены компактно и достаточно далеко от краев образца, в диапазоне частот ниже критической, соответствующей возбуждению первой моды, в зоне расположения микрофонов будет доминировать только нулевая мода и ошибки измерений, вносимые модами более высокого порядка, будут незначительны. При этом отпадает необходимость всякий раз сшивать решения в облицованной и необлицованной частях канала. Кроме того отпадает необходимость выполнять итерационную процедуру. Фактически определение собственных значений нулевой моды в направлениях по потоку и против потока сводится к решению системы алгебраических уравнений. Импеданс определяется сразу же после выполнения простых алгебраических действий. Реализация этого метода продемонстрирована теоретически на виртуальном интерферометре с потоком. На таком виртуальном микрофоне были проведены численные исследования влияния помех в виде генерируемой на концах образца моды первого порядка, а также импеданса в конце облицованного участка канала и длины образца на результат извлечения импеданса. Метод рассмотрен для случая однородного потока с бесконечно тонким пограничным слоем, однако его можно распространить на случай потока с заданным профилем скорости.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ПОМОЩЬЮ ЧЕТЫРЕХ МИКРОФОНОВ

Рассмотрим плоский канал высотой H с однородным дозвуковым потоком (рис. 1). На верхней стенке канала заподлицо располагается образец ЗПК длиной L. На противоположной жесткой стенке напротив средней части образца компактно располагаются четыре микрофона также заподлицо с жесткой стенкой. Расстояние между микрофонами равно d. Расстояние от стыков образца с жесткой стенкой до ближайшего микрофона должно быть достаточно большим, с таким расчетом, чтобы моды высоких порядков, генерируемые на стыках, успели достаточно сильно затухнуть.

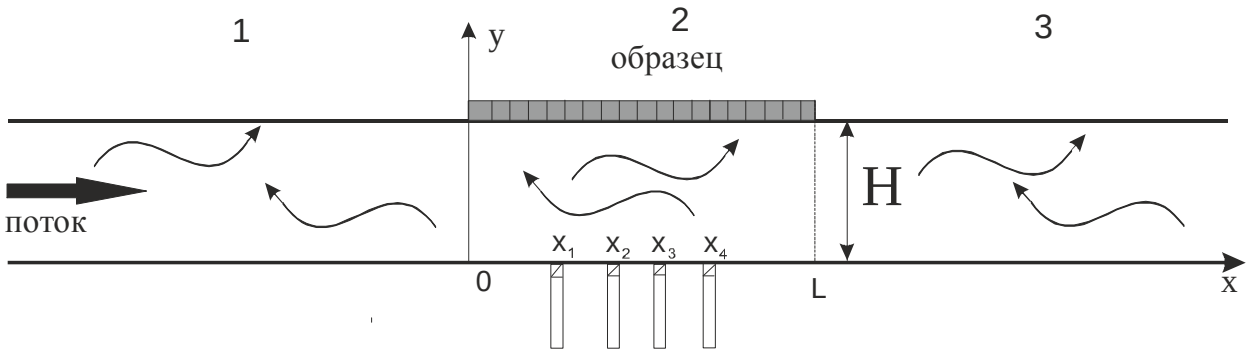


Рис. 1. Схема расположения микрофонов в импедансной трубе с потоком

В случае гармонической зависимости от времени ($P = p\exp(-i\omega t)$) уравнение распространения звука в канале с однородным потоком имеет вид

$$\nabla^2 P - \left(-ik + M\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 P = 0, \qquad (1)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $k = \omega / c$, $M = V / c$ - локальное число Маха потока. Граничное условие на поверхности образца должно удовлетворять условию следующего вида

$$\left.\frac{\partial P}{\partial y}\right|_{y=H} = ik\beta\left(1 - \frac{M}{ik}\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left. P\right|_{y=H}, \qquad (2)$$

где $\beta = 1/Z$ - удельный безразмерный адмитанс ЗПК (величина обратная импедансу). Граничное условие на жесткой стенке соответствует $\beta = 0$ в уравнении (2).

Решение уравнения (1), удовлетворяющее граничным условиям (2) имеет следующий вид, соответствующий сумме прямых и отраженных мод

$$P(x,y) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(\chi_n^+ y)\exp\left(i\xi_n^+ x\right) + B_n \cos(\chi_n^- y)\exp\left(i\xi_n^- x\right), \qquad (3)$$

где A_n и B_n - неизвестные коэффициенты – амплитуды мод, $\xi_n^{\pm}$ и $\chi_n^{\pm}$ - пространственные волновые числа, соответствующие распространению волн в положительном и отрицательном направлении оси x.

После подстановки (3) в граничные условия (2), получается система из двух уравнений, из которых одно трансцендентное, для определения пространственных волновых чисел

$$\chi_n^{\pm}\,\mathrm{tg}(\chi_n^{\pm} H) = -ik\beta\left(1 - M\frac{\xi_n^{\pm}}{k}\right)^2, \qquad (4)$$

$$\xi_n^{\pm} = \frac{-M \pm \sqrt{k^2 - \chi_n^{\pm 2}(1-M^2)}}{1-M^2}. \qquad (5)$$

Трансцендентное уравнение (4) имеет бесконечное количество комплексных корней. При известном адмитансе β это уравнение может быть решено численно. Решение прямой задачи определения акустического поля в канале в виде разложения по модам (3) может быть получено в замкнутом виде, если известны дополнительные условия на входе в канал и выходе из него, на основании которых определяются неизвестные коэффициенты A_n и B_n . Следует заметить, что решение конвективного волнового уравнения в виде (3) справедливо для всех трех участков канала (1-3), показанных на рис. 1. Для первого и третьего участка следует считать, что $\beta = 0$.

Поскольку в конкретном случае, рассматриваемом в данной работе, поле измеряется только в секции, где расположен образец, определять поля в остальных частях канала нет необходимости. Учитывая, что микрофоны расположены достаточно далеко от сечений канала, где существует стык образца с жесткой стенкой, можно считать, что они фиксируют только прямую и отраженную «поршневые» волны

$$P(x,y) = A\exp\left(i\xi_0^{+}x\right) + B\exp\left(i\xi_0^{-}x\right), \qquad (6)$$

где χ_0 нулевой корень уравнения (4), $\xi_0^{\pm}$ определяется из (5). Ясно, что в простейшем приближении для определения адмитанса β и ее обратной величины импеданса Z необходимо определить три неизвестные величины: коэффициент отражения в каком-нибудь сечении канала B/A и $\xi_0^{\pm}$. Для определения этих величин можно воспользоваться той же техникой, которая используется при определении импеданса двухмикрофонным методом в импедансной трубе. При расчете передаточных функций удобно совместить начало системы координат с положением первого микрофона. Пусть $p_j(t)$ акустические давления соответственно в точках $x_j = (j-1)d$, где $j = 1,2,3,4$, d - расстояние между микрофонами, тогда для образов Фурье в соответствии с (6) справедливы соотношения

$$P_j = A\exp\left(i\xi_0^{+}x_j\right) + B\exp\left(i\xi_0^{-}x_j\right) \qquad (7)$$

В соответствии с методикой, используемой при двухмикрофонном методе, формируем три передаточные функции $H_{1,k}$, $k = 2,3,4$, принимая в качестве опорного микрофона первый микрофон

$$H_{1,k} = P_k / P_1, \qquad (8)$$

Первый индекс в определении передаточной функции относится к опорному микрофону. Из уравнений (6),(8) получаем

$$V = \frac{a - H_{1,k}}{H_{1,k} - b},\ k = 2,3,4, \qquad (9)$$

где $V = B/A$, $a = \exp\left(i\xi_0^{+}d\right)$, $b = \exp\left(i\xi_0^{-}d\right)$.

Исключив из уравнений (9) V, получим связи между осевыми собственными значениями ξ_0^{+} и ξ_0^{-} и передаточными функциями. Эти связи после преобразований можно представить следующим образом

$$H_{1,2}\left(b+a\right) - H_{1,3} = ab \qquad (10)$$

$$H_{1,2}\left(a^2 + ab + b^2\right) = ay\left(a+b\right) + H_{1,4} \qquad (11)$$

$$H_{1,3}\left(a^2 + ab + b^2\right) = a^2b^2 + H_{1,4}\left(a+b\right) \qquad (12)$$

Введем новые обозначения

$$a+b = q,\ ab = r \qquad (13), (14)$$

Из уравнений (10) - (12) имеем

$$H_{1,2}q - H_{1,3} = r\,, \tag{15}$$

$$H_{1,2}q^2 - H_{1,2}r = rq + H_{1,4} \tag{16}$$

$$H_{1,3}q - H_{1,2}r = H_{1,4} \tag{17}$$

Из (15) и (16) равно как и из уравнений (16) и (17) имеем

$$q = \frac{H_{1,2}H_{1,3} - H_{1,4}}{H_{1,2}^2 - H_{1,3}}\,,\quad r = \frac{H_{1,3}^2 - H_{1,2}H_{1,4}}{H_{1,2}^2 - H_{1,3}} \tag{18)-(19}$$

Подставляя полученные выражения для q и r в равенства (13) и (14), получаем квадратное уравнение для определения a или b

$$z^2 - qz + r = 0\,. \tag{20}$$

Из него получаем

$$z_{1,2} = q/2 \pm \sqrt{q^2/4 - r}\,, \tag{21}$$

где либо $a_{1,2} = z_{1,2}$, тогда из (14) $b_{1,2} = r/a_{1,2}$, либо $b_{1,2} = z_{1,2}$, тогда $a_{1,2} = r/b_{1,2}$.

Вообще говоря, исследование всех решений системы уравнений (13)-(14) показывает, что либо $a = z_1$, тогда $b = z_2$, либо $a = z_2$, тогда $b = z_1$.

Возвращаясь к исходным обозначениям, получаем

$$\xi_0^+ d = -i\ln(a) \pm 2\pi n,\ n = 0,1,\ldots\,, \tag{22}$$

$$\xi_0^- d = -i\ln(b) \pm 2\pi n,\ n = 0,1,\ldots\ . \tag{23}$$

Из полученных формул (22) и (23) видно, что собственные значения в осевом направлении определяются неоднозначно. Дополнительными критериями, позволяющими выбрать единственно правильные решения, являются требования затухания мод в направлении своего распространения и непрерывности в зависимости от частоты.

По собственным значениям в осевом направлении определяются собственные значения в тангенциальном направлении

$$\chi_0^{\pm} = \sqrt{\left(k - M\xi_0^{\pm}\right)^2 - \xi_0^{\pm 2}}\,, \tag{24}$$

и далее определяется адмитанс

$$\beta^{\pm} = i\frac{\chi_0^{\pm}}{k}\,\mathrm{tg}(\chi_0^{\pm}H) \Big/ \left(1 - M\frac{\xi_0^{\pm}}{k}\right)^2\,. \tag{25}$$

Очевидно, что при правильном извлечении адмитанса должно соблюдаться равенство $\beta^+ = \beta^-$.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПЕДАНСА ОБРАЗЦА ЗПК НА ВИРТУАЛЬНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ПОТОКОМ

При конструировании реального интерферометра с потоком, вне зависимости от импеданса исследуемого образца, кроме, естественно, подтверждения предлагаемого способа извлечения импеданса, необходимо заранее иметь информацию о влиянии различных факторов на точность извлечения импеданса. Это, например, размер образца, расстояние между микрофонами, расстояние от микрофонов до стыков образца с жесткой стенкой, импеданс на конце образца или на выходе из импедансной трубы и т.д. Для решения этих вопросов можно воспользоваться виртуальным интерферометром, созданным на персональном компьютере. При работе на виртуальном компьютере импеданс образца считается известным, а далее проводится вся цепочка действий, как на реальном интерферометре. Задание сигнала, измерение

его в выбранных точках, обработка его в соответствие с предлагаемым методом и сравнение полученного значения с исходным. При этом можно проигрывать разные ситуации: изменять размер образца, расстояние между микрофонами и до стыков, а также импеданс на выходе образца. Можно также варьировать влияние помех в виде генерации мод высоких порядков на стыках образца с жесткой стенкой и т.д.

Рассмотрим виртуальный интерферометр с потоком в виде трубы прямоугольного поперечного сечения со стороной $H = 40$ *мм*. Предположим, что импедансная труба возбуждается белым шумом в диапазоне частот от 500 Гц до 20 кГц. В этом случае, если учитывать только нулевую и первую прямую и отраженные моды, мгновенное поле, фиксируемое каждым из виртуальных микрофонов можно представить в виде

$$p(t,x_l) = \sum_{m=0}^{1}\sum_{j=0}^{J-1}\left(P_{m,n}\left(\exp\left(i\xi^{+}_{m,j}x_l\right) + V_{m,j}\exp\left(i\xi^{-}_{m,j}x_l\right)\right)\right)\exp\left(-i\omega_j t\right),\ l = 1,\ldots 4, \qquad (26)$$

где по индексу m суммируются моды, а по j выборки по частоте, x_l - координаты микрофонов. Учитывая, что генерируется белый шум, можно считать, что на входе секции 2 (см. рис. 1) $P_{0,j} = 1$ для всех выборок по частоте. В данном случае первая мода рассматриваются как внешняя помеха, амплитуда которой $P_{1.j}$ задается достаточно произвольно, а коэффициент отражения $V_{1,n}$ вычисляется в соответствии с импедансными условиями на конце образца. При численных расчетах выборка акустического поля проводилась с шагом 100 Гц, следовательно $J = 200$. К каждому из четырех выражений (26) применялось быстрое преобразование Фурье по времени. Во всех расчетах принималось, что $N = 2^{13} = 8192$ и частота выборки (частота Найквиста) $f_S = 4N = 32770$ *Гц* .

Ниже представлены результаты расчетов для случая, когда на стенке имеданской трубы был установлен образец трехслойной конструкции: $h = (15/10/5)$ *мм*, $F = (10/6/3)\,\%$ длиной $L = 400$ *мм* при $M = 0.4$. В скобках через косую черту указаны проценты перфорации пластин и глубины воздушной полости слоев начиная от лицевого слоя. Импеданс в сечении трубы на конце образца принимался равным $Z = 1 - 1i$. В качестве иллюстрации на рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой части постоянной распространения в прямом направлении $\xi_0^+ / k = x\text{A}$ и в обратном направлении $\xi_0^- / k = x\text{B}$, полученные как решения уравнений (22) и (23).

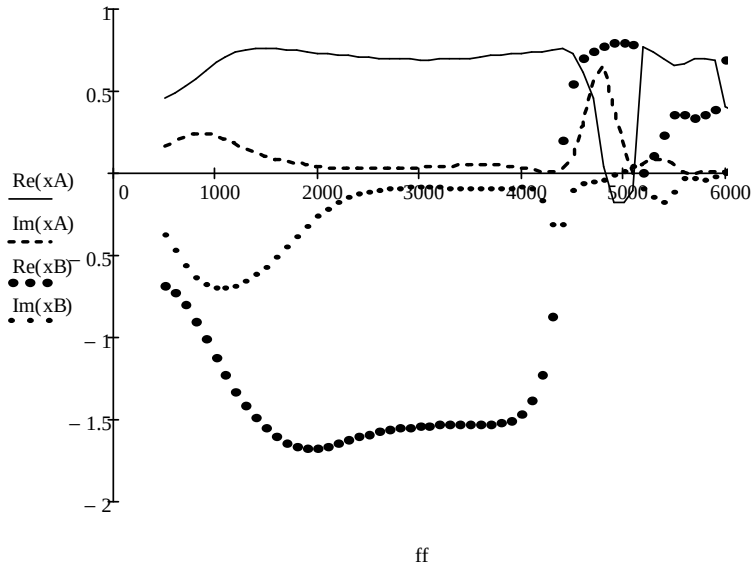


Рис. 2. Действительная и мнимая части постоянной распространения в прямом и в обратном направлении

На рис. 3 и 4 представлены частотные зависимости, соответственно, для действительной и мнимой части адмитанса при наличии помехи в виде первой моды, генерируемой на стыках образца с жесткой стенкой, полученные в результате восстановления по данным акустического поля в четырех точках на стенке канала. Сплошной кривой представлены зависимости для исходного адмитанса, штриховой линией результат восстановления по прямой волне, пунктиром – результат восстановления по обратной волне. Из рисунков видно, что в области частот от 500 Гц до 3900 Гц, в которой генерация первой моды невозможна, извлеченный импеданс достаточно близок к исходному значению как по действительной, так и по мнимой части для обоих способов извлечения по прямой и обратной волне. На частотах выше 3900 Гц ошибка извлечения, как правило, больше при извлечении адмитанса по обратной волне.

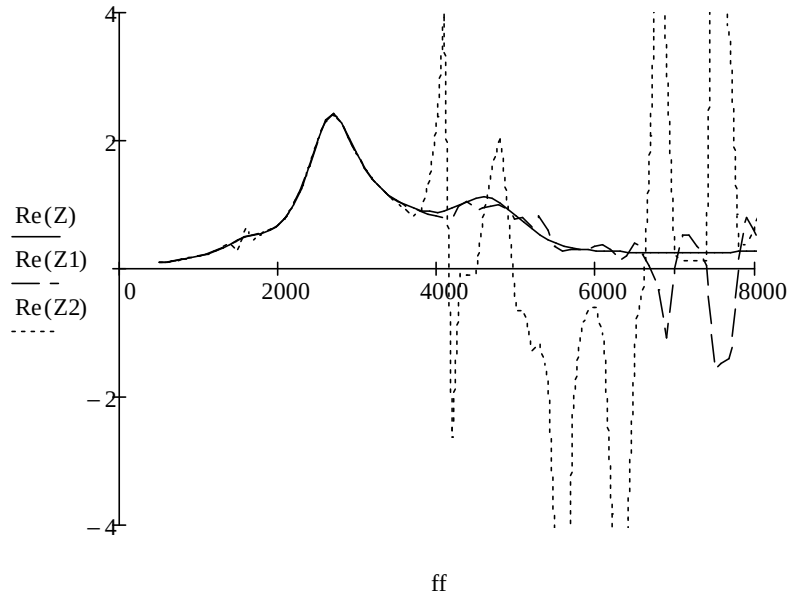


Рис. 3. Частотные зависимости действительной части импеданса, восстановленные по прямой и по обратной волне

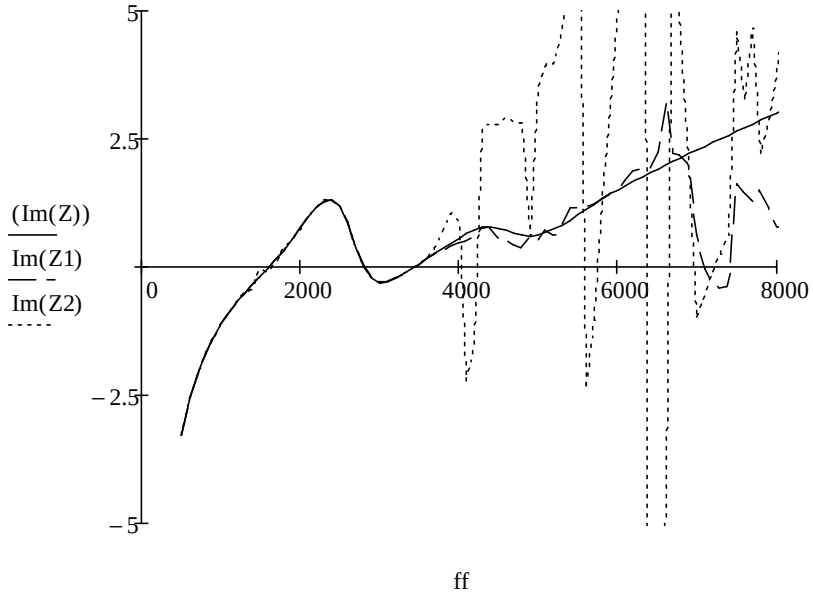


Рис. 4. Частотные зависимости мнимой части импеданса, восстановленные по прямой и по обратной волне

Параметрические расчеты показали, что точность извлечения импеданса в диапазоне частот от 500 Гц до частоты генерации первой моды практически не зависит от импеданса на конце облицованного участка. При этом если этот импеданс не существенно отличается от единицы, верхняя граница частотного диапазона извлечения может превышать частоту 4000 Гц. При M=0 и амплитуде помех, не превышающих 20% от амплитуды основного сигнала, верхняя граничная частота может доходить до 6 кГц. Качество извлечения импеданса в диапазоне частот ниже первой критической частоты практически не зависит от размера образца, изменяющегося в пределах от 5H до 10H, где H – высота канала, и расстояния между микрофонами, изменяющегося в пределах от 0.4H до 0.75H, и способа извлечения по прямой или отраженной волне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Watson W. R., Jones M. G. and Parrott T.L. Validation of an Impedance Eduction Method in Flow // AIAA Journal, Vol. 37, No. 7, July 1999, pp. 818-824.
2. Watson W.R., Tracy M.B., Jones M.G. and Parrott T.L. Impedance Eduction in the Presence of Shear Flow // AIAA 2001-2263.
3. Watson W.R., Tanner S.E., and Parrott T.L. Optimization Method for Educing Variable-Impedance Liner Properties // AIAA Journal, Vol. 36, No. 1, 1998, pp. 18- 23.
4. Jones M.G., Parrott T.L., and Watson W.R. Comparison of Acoustic Impedance Eduction Techniques for Locally-Reacting Liners // AIAA Paper 2003-3306.
5. Jones M.G., Watson W.R., Tracy M.B. and Parrott T.L. Comparison of Two Waveguide Methods for Educing Liner Impedance in Grazing Flow // AIAA Journal, Vol. 42, No. 2, 2004, pp. 232-240.
6. Jones M. G., Watson W. R., Parrott T. L. Design and Evaluation of Modifications to the NASA Langley Flow Impedance Tube // AIAA 2004-2837.
7. Gallman J. M. Kunze R. K. Grazing Flow Acoustic Impedance Testing for the NASA AST Program // AIAA 2002-2447.
8. Elnady T. and Bodén H. On Semi-empirical Liner Impedance Modeling With Grazing Flow // AIAA 2003-3304.
9. Elnady T., Boden, H. and Elhadidi B. Validation of an Inverse Semi-Analytical Technique to Educe Liner Impedance // AIAA Journal, Vol. 47, No. 12, 2004, pp. 2386-2844.
10. Simonich J. C., Morin B.L., Narayanan S., Patrick W.P. Development and Qualification of an In-Situ Grazing Flow Impedance Measurement Facility // AIAA 2006-2640.
11. Elnady,T., Musharraf, M., Boden, H., and Elhadidi, B. Validation of an Inverse Analytical Technique to Educe Liner Impedance with Grazing Flow // AIAA Paper 2006-2639.
12. Jing X., Peng S., and Sun X. A Straightforward Method for Wall Impedance Eduction in a Flow duct // J. Acoust. Soc.Am., Vol. 124, No. 1, 2008, pp. 227-234.
13. Watson W. R. and Jones M. G. Impedance Eduction in Ducts with Higher-Order Modes and Flow // AIAA Paper 2009-3236.
14. Jones M. G., Watson W. R., and Nark D. M. Effects of Flow Profile on Educed Acoustic Liner Impedance // AIAA Paper 2010-3763.
15. Piot E., Primusy J. and Simonz F. Liner Impedance Eduction Technique Based on Velocity Fields // AIAA 2012-2198.
16. Enghardt L., Fischery A.A. Schulzz, Busse-Gerstengarbex S. Determination of the impedance for lined ducts with grazing flow // AIAA 2012-2243.

назад к содержанию

УЧЕТ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ПОТОКА В ОПРЕДЕЛЕНИИ ИМПЕДАНСА ЗПК НА УСТАНОВКЕ «КАНАЛ С ПОТОКОМ»

Павлоградский В.В.[1)], Пальчиковский В.В.[1)], Бульбович Р.В.[1)]

[1)] Пермский национальный исследовательский политехнический университет (лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа), Пермь, Россия

E-mail: vvpal@perm.ru

Для решения задачи определения импеданса звукопоглощающей конструкции (ЗПК) на установке «канал с потоком» разработан программный код, включающий реализацию решения математической модели распространения звука методом конечных элементов (МКЭ) и процедуру поиска импеданса. В качестве математической модели распространения звука в канале с потоком и импедансными стенками выбрано конвективное уравнение Гельмгольца. Выявлено, что с увеличением скорости потока, точность определения импеданса по данной модели падает. Для повышения точности выбрана модель распространения звука в канале с потоком на основе линеаризованных уравнений Эйлера. Для данной модели на основе имеющихся в литературе экспериментальных данных построен профиль потока и выполнена оценка точности нахождения импеданса ЗПК.

Звукопоглощающие конструкции (ЗПК) являются распространенными элементами каналов течения газа в различных установках. Одной из основных характеристик, описывающих звукопоглощающие свойства конструкции, является импеданс, который определяется на основе замеров акустического давления в установке «канал с потоком» и решении математической модели, описывающей распространение звука. Измерение акустических давлений выполняется микрофонами, расположенными на противоположной испытываемой ЗПК стенке (рис. 1). Все стенки канала кроме секции ЗПК являются жесткими.

Рис. 1. Эскиз установки «канал с потоком»

Первоначально в качестве математической модели распространения звука в канале с потоком было принято конвективное уравнение Гельмгольца, которое для двумерного случая имеет вид:

$$(1-M_0^2)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}-2ikM_0\frac{\partial p}{\partial x}+k^2 p=0 \qquad (1)$$

Для решения данного уравнения необходимо задать граничные условия:

- на входе в канал $p = p_1^{\text{м}}$ (2)
- на выходе из канала $p = p_n^{\text{м}}$ (3)
- на жесткой стенке $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ (4)

- на ЗПК
$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{ik}{Z} p + \frac{2M_0}{Z}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{M_0^2}{ikZ}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \qquad (5)$$

Здесь p – акустическое давление; $p_1^{\text{м}}$, $p_n^{\text{м}}$ – замеренное акустическое давление на входе и выходе из канала соответственно; M_0 – число Маха установившегося потока; k – волновое число; i – мнимая единица; Z – импеданс ЗПК. Ориентация осей и положение начала системы координат показаны на рис. 2.

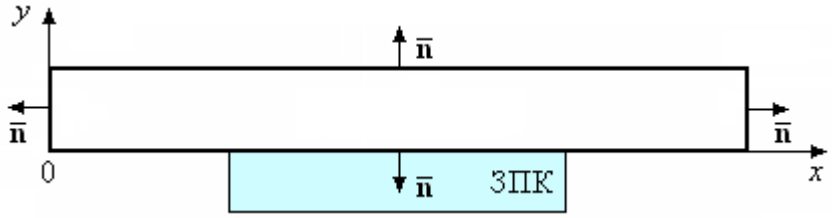


Рис. 2. Расположение системы координат в расчетной области

Применение метода Галёркина в сочетании с методом конечных элементов к уравнению (1) дает
$$\int_V [N]^T \left\{ (1-M_0^2)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - 2ikM_0\frac{\partial p}{\partial x} + k^2 p \right\} dV = 0\,. \qquad (6)$$

Для решения задачи был выбран Лагранжев двумерный конечный элемент 3-го порядка (рис. 3.), функции формы $[N]$ которого приведены в [1].

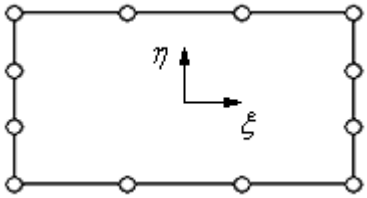


Рис. 3. Двумерный конечный элемент 3-го порядка

Поскольку Лагранжев конечный элемент после интегрирования гарантирует непрерывность в узлах только искомой функции, но не ее производных, то в уравнении (6) необходимо понизить порядок производных со второго на первый. Для этого проведем интегрирование по частям:
$$\begin{gathered}\int_V [N]^T (1-M_0^2)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} dV = (1-M_0^2)\int_V \frac{\partial}{\partial x}\left([N]^T \frac{\partial p}{\partial x}\right) dV - (1-M_0^2)\int_V \frac{\partial [N]^T}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x} dV; \\ \int_V [N]^T \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} dV = \int_V \frac{\partial}{\partial y}\left([N]^T \frac{\partial p}{\partial y}\right) dV - \int_V \frac{\partial [N]^T}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} dV.\end{gathered} \qquad (7)$$

Теорема Гаусса дает
$$\begin{gathered}\int_V \frac{\partial}{\partial x}\left([N]^T \frac{\partial p}{\partial x}\right) dV = \int_S [N]^T \frac{\partial p}{\partial x} l_x dS; \\ \int_V \frac{\partial}{\partial y}\left([N]^T \frac{\partial p}{\partial y}\right) dV = \int_S [N]^T \frac{\partial p}{\partial y} l_y dS.\end{gathered} \qquad (8)$$

Здесь $dV = tdS$; S – площадь элемента; t – толщина элемента (принимается равной единице). Направляющие косинусы l_x, l_y равны 0, 1 или -1 (см. ориентацию нормалей на рис. 2).

Неизвестная функция p и ее производные определяются соотношениями

$$p = [N]\{P\}; \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial [N]}{\partial x}\{P\}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial [N]}{\partial y}\{P\}. \tag{9}$$

Уравнение (6) с учетом выражений (7-9) переходит в

$$\left[(1-M_0^2)\int_A \frac{\partial [N]^T}{\partial x}\frac{\partial [N]}{\partial x}dA + \int_A \frac{\partial [N]^T}{\partial y}\frac{\partial [N]}{\partial y}dA + 2ikM_0\int_A [N]^T\frac{\partial [N]}{\partial x}dA\right.$$
$$\left. - k^2\int_A [N]^T[N]dA - (1-M_0^2)l_x\int_L [N]^T\frac{\partial [N]}{\partial x}dL - l_y\int_L [N]^T\frac{\partial [N]}{\partial y}dL\right]\{P\} = 0. \tag{10}$$

Применение тех же преобразований к выражению (5) дает

$$\int_L [N]^T\frac{\partial [N]}{\partial y}dL = \frac{ik}{Z}\int_L [N]^T[N]dL + \frac{2M_0}{Z}\int_L [N]^T\frac{\partial [N]}{\partial x}dL - \frac{M_0^2}{ikZ}\int_L \frac{\partial [N]^T}{\partial x}\frac{\partial [N]}{\partial x}dL \tag{11}$$

В уравнении (10) последний интеграл по контуру L для элементов ЗПК вычисляется по выражению (11). Применяя уравнение (10) по всем конечным элементам и учитывая граничные условия (2-3) получаем систему линейных алгебраических уравнений

$$[K]\{P\} = \{F\}, \tag{12}$$

где $[K]$ – несимметричная ленточная матрица комплексных коэффициентов; $\{F\}$ – вектор, учитывающий граничные условия на входе и выходе из канала; $\{P\}$ – вектор искомых параметров акустического поля.

Решение системы (12) дает все значения акустических давлений в узлах конечных элементов. Пересчет давлений на точки, в которых расположены микрофоны, выполняется по формуле:

$$p(x_i, H) = \sum_{j=1}^{12} N_j(x_i, H)p_j,$$

где j – номер узла конечного элемента; x_i – координата i-го микрофона; H – высота канала.

Далее вычисляем функционал, который представляет суммарное расхождение расчетных $p_i^{\text{Т}}$ и замеренных в эксперименте $p_i^{\text{М}}$ акустических давлений на микрофонах:

$$\Phi = \sum_{i=1}^{n}\left|p_i^{\text{Т}} - p_i^{\text{М}}\right|. \tag{13}$$

Задав новое значение Z и выполнив вышеприведенные расчеты, находим новое значение функционала и т.д., пока функционал не достигнет глобального минимума, что соответствует искомому значению импеданса ЗПК. Таким образом, определение импеданса ЗПК представляет собой задачу оптимизации, процедура решения которой изложена в [2].

На рисунках 4, 5 представлены результаты расчетов на основе модели конвективного уравнения Гельмгольца. Для расчетов использованы экспериментальные данные статьи [3].

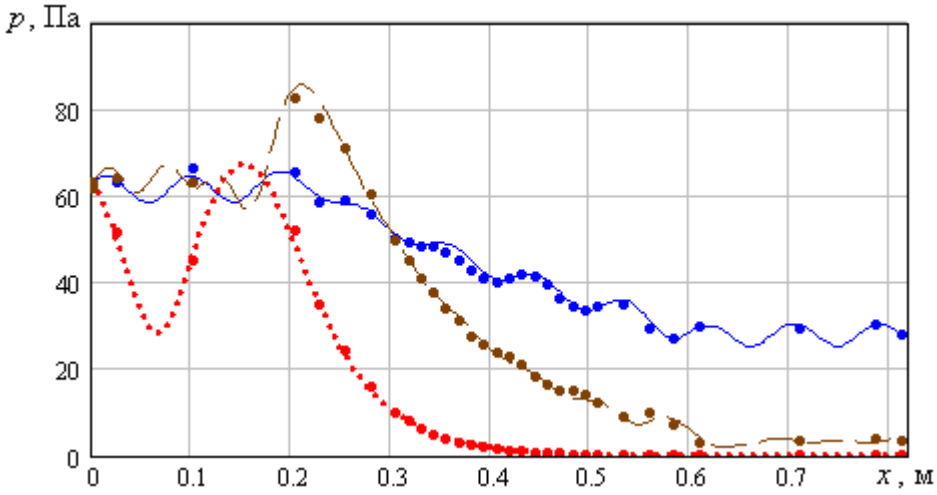


Рис. 3. Изменение амплитуды акустических давлений по длине канала при $M_0 = 0$: ••••• 1000 Гц; —— 2000 Гц; – – – 3000 Гц

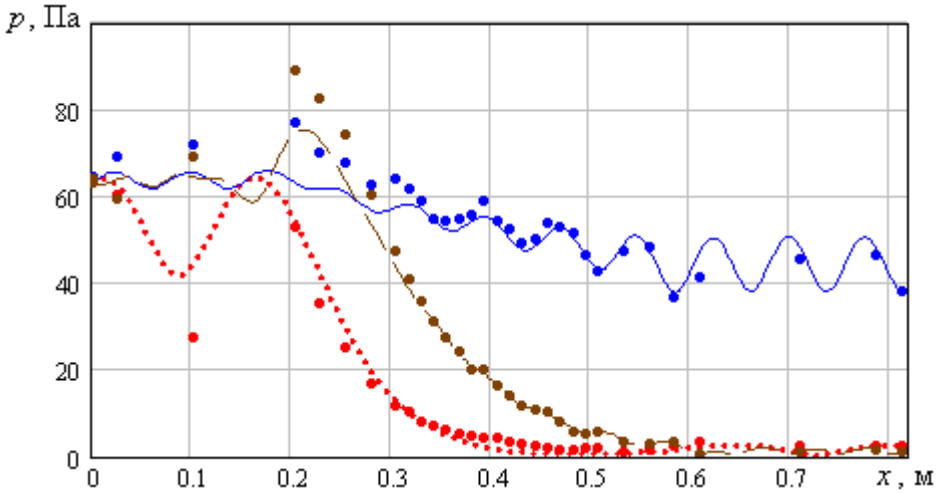


Рис. 4. Изменение амплитуды акустических давлений по длине канала при $M_0 = 0.335$: ••••• 1000 Гц; —— 2000 Гц; – – – 3000 Гц

Видно, что модель на основе конвективного уравнения Гельмгольца хорошо работает при отсутствии потока и приемлемо при малых значениях чисел Маха. Однако с увеличением скорости потока точность решения задачи падает, поскольку данная модель не учитывает переменный профиль скорости по высоте канала. Для учета данного эффекта дальнейшее решение задачи проводилось на основе системы линеаризованных уравнения сохранения массы и уравнений Эйлера:

$$\left.\begin{aligned} & M_0 \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_0 c_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon}{\partial y} \right) + ikp = 0 \\ & \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\partial p}{\partial x} + M_0 \frac{\partial u}{\partial x} + iku + \upsilon \frac{\partial M_0}{\partial y} = 0 \\ & \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\partial p}{\partial y} + M_0 \frac{\partial \upsilon}{\partial x} + ik\upsilon = 0 \end{aligned} \right\}, \qquad (13)$$

которую удобно записать в матричном виде

$$[A_x]\frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial x} + [A_y]\frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial y} + [B]\overline{\varphi} = 0,$$

где $[A_x] = \begin{bmatrix} M_0 & \rho_0 c_0 & 0 \\ \frac{1}{\rho_0 c_0} & M_0 & 0 \\ 0 & 0 & M_0 \end{bmatrix}$; $[A_y] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \rho_0 c_0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\rho_0 c_0} & 0 & 0 \end{bmatrix}$; $[B] = \begin{bmatrix} ik & 0 & 0 \\ 0 & ik & \frac{\partial M_0}{\partial y} \\ 0 & 0 & ik \end{bmatrix}$;

$\overline{\varphi} = \begin{Bmatrix} p \\ u \\ \upsilon \end{Bmatrix}$; ρ_0, c_0 – плотность и скорость звука в установившемся потоке; u, υ – акустические скорости по осям x, y соответственно.

Применяя к системе (13) метод Галеркина с использованием конечного элемента

$$\int_S \{N\}^T \left([A_x]\frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial x} + [A_y]\frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial y} + [B]\overline{\varphi} \right) dS = 0 \qquad (14)$$

и выполняя данное уравнение по всем элементам, приходим к системе (12).

Стоит отметить, что в данной модели не нужно понижать порядок производных в исходных уравнениях и импедансные граничные условия, в отличие от модели на основе конвективного уравнения Гельмгольца, учитываются не через контурные интегралы, а вставляются явно в матрицу коэффициентов $[K]$ системы (12). Граничное условие на импедансной стенке имеет вид [4]:

$$\upsilon = -\frac{1}{\rho_0 c_0 Z}\left(p + \frac{M_0}{ik}\frac{\partial p}{\partial x} \right).$$

Здесь производная по давлению аппроксимируется через функции формы N одномерного элемента (рис. 6):

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \sum_{j=1}^{4} \frac{\partial N_j}{\partial x} p_j \, .$$

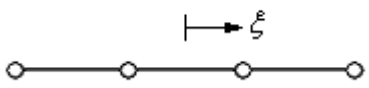


Рис. 6. Одномерный конечный элемент 3-го порядка

При вычислении интеграла (14) скорость потока и ее производная определялись выражениями:

$$M_0(x,y)=\sum_{j=1}^{12}N_j(x,y)M_{0j}\,;\qquad \frac{\partial M_0(x,y)}{\partial y}=\sum_{j=1}^{12}\frac{\partial N_j(x,y)}{\partial y}M_{0j}\,,$$

где M_{0j} – значение числа Маха потока в узлах элемента. На рисунке 7 показан профиль скорости, построенный на основе экспериментальных данных, приведенных в [3]. Согласно этим данным толщина пограничного слоя равна 1 мм. При исследовании считалось, что по пограничному слою скорость меняется линейно.

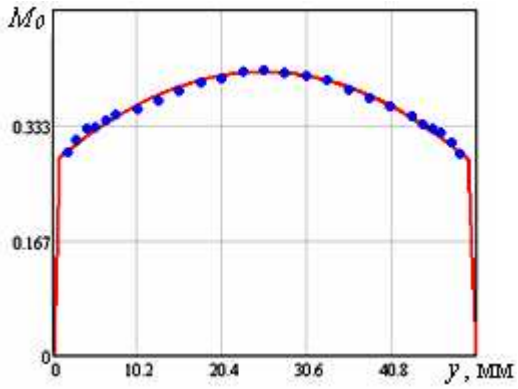


Рис. 7. Исследуемые профили скорости потока для $M_0=0.335$

На рисунке 8 представлены результаты расчетов для данного профиля скорости.

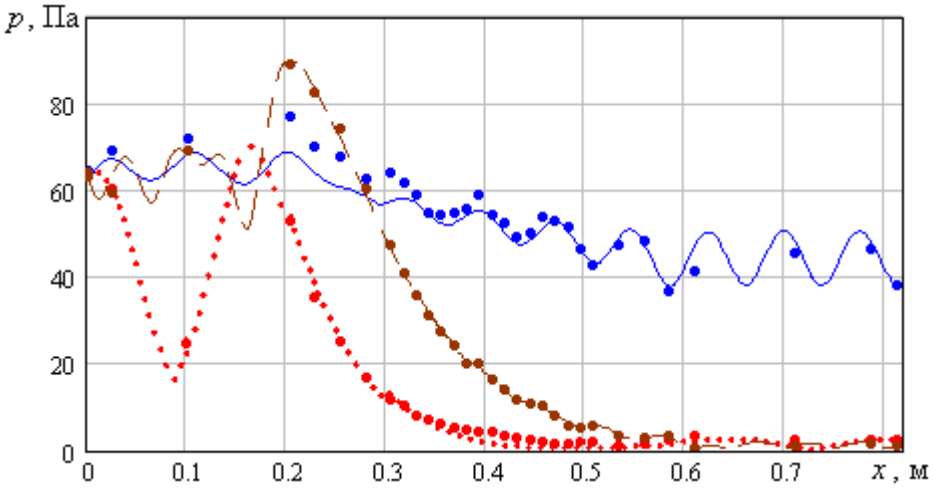


Рис. 8. Изменение амплитуды акустических давлений по длине канала с учетом профиля скорости для $M_0=0.335$: ••••• 1000 Гц; ——— 2000 Гц; – – – 3000 Гц

Как видно из рисунка 8, точность определения звукового поля, а с ним и импеданса, заметно возросла (особенно до ЗПК).

Также в заключении стоит отметить, что учет толщины погранслоя вызывает необходимость построения очень густой конечно-элементной сетки, что значительно увеличивает время расчета, поэтому, при решении задачи в данной постановке рекомендуется распараллелить решатель системы (12), поскольку именно на ее решение приходится более 90 % вычислительного времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М: Мир, 1979. — 393 с.
2. Р.В. Бульбович, В.В. Павлоградский. В.В. Пальчиковский. Использование метода конечных элементов для извлечения импеданса ЗПК на установке «канал с потоком» // Тезисы третьей Открытой Всероссийской конференции по аэроакустике. — г. Звенигород. — 2013. — С. 88-89.
3. Jones M.G., Watson W.R., Parrott T.L. Benchmark Data for Evaluation of Aeroacoustic Propagation Codes with Grazing Flow // AIAA Paper. — 2005. — AIAA-2005-2853.

Mayers M.K. On the Acoustic Boundary Condition in the Presence of Flow // Journal of Sound and Vibrations. — 1980. No. 71(3). — P. 429-434.

назад к содержанию

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПДАНСА ОБРАЗЦОВ ЗПК НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ ЗВУКА В РАСШИРЕННОЙ ОБЛАСТИ ЧАСТОТ

Ипатов М.С.[1)], Остроумов М.Н.[1)], Соболев А.Ф.[1,2)]

[1)]Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва;
[2)]Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Лаборатория механизмов генерации шума и модального анализа, Пермь

E-mail: sobaf@yandex.ru; *anatoly.sobolev@tsagi.ru*

В настоящее время при определении импеданса образцов ЗПК в интерферометре при нормальном падении звука используется двухмикрофонный метод. В данной работе предлагается при определении импеданса учитывать кроме нулевой моды первую азимутальную моду, используя с этой целью вместо двух четыре микрофона, расположенные на боковой стенке интерферометра. В этом случае верхняя граничная частота измерений повышается до частоты, соответствующей возникновению второй азимутальной моды. Коэффициент отражения определяется из решения системы из трех линейных алгебраических уравнений относительно комплексных передаточных функций между опорным микрофоном и остальными тремя. Показано, что в используемом интерферометре четырех микрофонов вполне достаточно, чтобы определять импеданс в том диапазоне частот, который необходим при расчетах эффективности систем шумоглушения авиационного двигателя в контрольных точках на местности. При этом поперечные размеры трубы интерферометра позволяют сохранить характерные структурные параметры реальных звукопоглощающих конструкций.

ВВЕДЕНИЕ

Импеданс звукопоглощающих конструкций (ЗПК), используемых в каналах авиационных двигателей, при нормальном падении звука определяется с помощью интерферометра, который представляет собой отрезок трубы, как правило, цилиндрического сечения на одном конце которой установлен источник интенсивного звука, а на другом конце испытуемый образец. Для определения импеданса используется двухмикрофонный метод [1]. Частотный диапазон измерений задается геометрическими параметрами трубы, а именно, длина трубы характеризует нижнюю граничную частоту, а диаметр трубы - верхнюю граничную частоту частотного диапазона. Важным условием получения качественных результатов в интерферометре с использованием двухмикрофонного метода является существование в трубе только поршневой волны. Моды более высокого порядка, возникающие на высоких частотах, вносят существенные искажения в получаемые результаты.

Для определения импеданса в области средних и высоких частот авиационного шума наиболее часто используется цилиндрическая труба диаметром 30 мм. Труба с таким диаметром позволяет получать надежные результаты в диапазоне частот от 500 Гц до 6400 Гц, в котором существует только поршневая мода. При этом поперечный размер трубы в большинстве случаев образцов позволяет сохранить характерную поперечную структуру реальных звукопоглощающих конструкций, используемых в каналах авиационных двигателей. Вместе с тем возросшие требования к эффективности ЗПК, в частности, по ширине спектра звукопоглощения приводят к необходимости получения надежных экспериментальных данных в расширенной области частот (от 500 Гц до 9-10 кГц). Верхнюю граничную частоту измерительного частотного диапазона можно увеличить, уменьшив диаметр трубы. Так, чтобы определить импеданс на частоте 10000 Гц диаметр трубы надо уменьшить до ~20 мм. Соответственно до 20 мм должны быть уменьшены поперечные размеры образца. В большинстве случаев это может оказаться неприемлемым, так как внутренняя

структура испытуемых образцов перестает соответствовать структуре полномасштабных конструкций. Более реальным способом расширения измерительного частотного диапазона в область высоких частот является включение в измерительный процесс наряду с нулевой модой (m=0, n=0, где m – азимутальный номер, n – радиальный номер) мод более высокого порядка. Чем больше число учитываемых мод, тем выше верхняя граничная частота измерительного диапазона. Она определяется частотой возбуждения следующей по порядку не учитываемой моды.

В настоящее время для определения импеданса в расширенной области частот активно разрабатывается так называемый метод модальной декомпозиции [2-7]. Этот метод основан на прямом измерении акустического давления одновременно в нескольких точках и последующем вычислении модальных коэффициентов и коэффициентов отражения путем решения линейной системы алгебраических уравнений, полученной на основе решения волнового уравнения в импедансной трубе. Вместе с тем в этом методе требуется существенно увеличивать число измерительных микрофонов.

В данной работе рассмотрена вариация этого метода, в которой составляется система линейных алгебраических уравнений относительно не комплексных амплитуд акустического давления в точках измерения, а комплексных передаточных функций между точками измерений. Ожидается, что это позволит повысить точность определения импеданса. Рассмотрена простейшая модель, в которой наряду с нулевой модой учитывается первая азимутальная мода. В этом случае верхней границей частотного диапазона измерений будет частота начала распространения второй азимутальной моды, определяемой из условия $f_в = \dfrac{3.05 \cdot c}{2\pi a}$, где a - радиус трубы, c - скорость звука. Очевидно, что для определения структуры двух мод необходимо одновременно использовать вместо двух четыре микрофона. Измерения проводились с использованием экспериментального оборудования фирмы «National Instruments» (NI).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИПЕДАНСА НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ В РАСШИРЕННОЙ ОБЛАСТИ ЧАСТОТ

Акустическое поле в импедансной трубе на каждой частоте из интересующего нас диапазона частот можно представить в виде суммы двух азимутальных мод, распространяющихся в прямом и обратном направлении

$$P(x) = \sum_{m=0}^{1} A_{m,0} \left(\exp(-jk_{m,0}x) + V_{m,0} \exp(jk_{m,0}x) \right). \qquad (1)$$

В этом уравнении волновые числа $k_{m,0}, m = 0,1$ известны: $k_{0,0} = \omega / c$, $k_{1,0} = k_{0,0}\sqrt{1 - \left(\dfrac{1.8412}{k_{0,0}a} \right)^2}$, $c = \sqrt{\gamma RT}$ - адиабатическая скорость звука, R - газовая постоянная, T - абсолютная температура, a - радиус трубы. Предполагаемая гармоническая зависимость от времени $\exp(j\omega t)$ опущена. Уравнение (1) содержит две неизвестные амплитуды $A_{m,0}$ и два неизвестных коэффициента отражения $V_{m,0}$. Для их определения необходимо измерить акустическое поле в трубе одновременно в четырех точках. Это можно сделать с помощью четырех микрофонов, расположенных в заданных точках $x_j, j = 1,2,3,4$ на боковой стенке трубы. По аналогии с двухмикрофонным методом считаем опорным микрофон, расположенный в точке x_1 и определяем передаточные функции между опорным микрофоном и остальными тремя следующим образом $H_{j,1} = P(x_j) / P(x_1)$, $j = 2,3,4$.

Подставляя вместо $P(x_k)$ его выражения из (1), получим

$$H_{j,1} = \frac{\left(\exp(-jk_{0,0}x_j) + V_{0,0}\exp(jk_{0,0}x_j)\right) + V_{1,1}\left(\exp(-jk_{1,0}x_j) + V_{1,0}\exp(jk_{1,0}x_j)\right)}{\left(\exp(-jk_{0,0}x_1) + V_{0,0}\exp(jk_{0,0}x_1)\right) + V_{1,1}\left(\exp(-jk_{1,0}x_1) + V_{1,0}\exp(jk_{1,0}x_1)\right)}, \quad (2)$$

$j = 2,3,4$, где $V_{1,1} = A_{1,0} / A_{0,0}$. (3)

Далее, поскольку $H_{j,1}$ считаются известными из эксперимента, выражения (2) представляют собой систему из трех уравнений относительно трех неизвестных $V_{0,0}$, $V_{1,0}$, $V_{1,1}$. Перепишем эту систему уравнений следующим образом

$$\begin{aligned} &V_{0,0}\left(H_{j,1}\exp(jk_{0,0}x_1) - \exp(jk_{0,0}x_j)\right) + V_{1,1}\left(H_{j,1}\exp(-jk_{1,0}x_1) - \exp(-jk_{1,0}x_j)\right) + \\ &+V_{1,1}V_{1,0}\left(H_{j,,1}\exp(jk_{1,0}x_1) - \exp(jk_{1,0}x_j)\right) = -\left(H_{j,1}\exp(-jk_{0,0}x_1) - \exp(-jk_{0,0}x_j)\right), \\ &j = 2,3,4. \end{aligned} \quad (4)$$

В частном случае, а именно в том диапазоне частот, когда первой азимутальной модой можно пренебречь, можно считать, что $V_{1,1} = 0$, а это в том случае, когда $f < \frac{1.8412c}{2\pi a} \approx 6640\ Гц$, из системы уравнений (4) имеем для определения V_{00} любое из трех уравнений

$$V_{0,0} = \frac{H_{j,1}\exp(-jk_{0,0}x_1) - \exp(-jk_{0,0}x_j)}{\exp(jk_{0,0}x_j) - H_{j,1}\exp(jk_{0,0}x_1)}, \quad (5)$$

$j = 2,3,4$.

Каждое из этих выражений можно привести к стандартному виду, используемому при вычислении коэффициента отражения двухмикрофонным методом

$$V_{0,0} = \frac{H_{j,1} - \exp\left(-jk_{0,0}d_j\right)}{\exp\left(jk_{0,0}d_j\right) - H_{j,1}}\exp(-2jk_{0,0}x_1), \quad (6)$$

где $d_j = x_j - x_1$ расстояние между микрофонами, расположенными в точках x_j и x_1, x_1 – расстояние от образца до микрофона, расположенного в точке x_1. Удельный импеданс (отнесенный к ρc воздуха) определяется по формуле

$$Z = \frac{1 + V_{0,0}}{1 - V_{0,0}}. \quad (7)$$

Для упрощения решения системы уравнений (4) введем следующие обозначения

$$\begin{aligned} &f_{1,1} = H_{2,1}\exp(jk_{0,0}x_1) - \exp(jk_{0,0}x_2),\ f_{1,2} = H_{2,1}\exp(-jk_{1,0}x_1) - \exp(-jk_{1,0}x_2), \\ &f_{1,3} = H_{2,1}\exp(jk_{1,0}x_1) - \exp(jk_{1,0}x_2),\ f_{1,4} = \exp(-jk_{0,0}x_2) - H_{2,1}\exp(-jk_{0,0}x_1), \\ &f_{2,1} = H_{3,1}\exp(jk_{0,0}x_1) - \exp(jk_{0,0}x_3), f_{2,2} = H_{3,1}\exp(-jk_{1,0}x_1) - \exp(-jk_{1,0}x_3)\ , \\ &f_{2,3} = H_{3,1}\exp(jk_{1,0}x_1) - \exp(jk_{1,0}x_3),\ f_{2,4} = \exp(-jk_{0,0}x_3) - H_{3,1}\exp(-jk_{0,0}x_1), \\ &f_{3,1} = H_{4,1}\exp(jk_{0,0}x_1) - \exp(jk_{0,0}x_4),\ f_{3,2} = H_{4,1}\exp(-jk_{1,0}x_1) - \exp(-jk_{1,0}x_4), \\ &f_{3,3} = H_{4,1}\exp(jk_{1,0}x_1) - \exp(jk_{1,0}x_4),\ f_{3,4} = \exp(-jk_{0,0}x_4) - H_{4,1}\exp(-jk_{0,0}x_1). \end{aligned}$$

С учетом этих обозначений система уравнений (4) принимает следующий вид

$$V_{0,0}f_{11} + V_{1,1}f_{1,2} + V_{1,1}V_{1,0}f_{1,3} = f_{1,4}, \quad (8)$$

$$V_{0,0}f_{2,1} + V_{1,1}f_{2,2} + V_{1,1}V_{1,0}f_{2,3} = f_{2,4}, \quad (9)$$

$$V_{0,0}f_{3,1} + V_{1,1}f_{3,2} + V_{1,1}V_{1,0}f_{3,3} = f_{3,4}. \quad (10)$$

Решение этой системы уравнений определяется явным образом

$$V_{1,0}=\frac{\left(f_{3,4}f_{1,1}-f_{1,4}f_{3,1}\right)\left(f_{2,2}f_{1,1}-f_{1,2}f_{2,1}\right)-\left(f_{2,4}f_{1,1}-f_{1,4}f_{2,1}\right)\left(f_{3,2}f_{1,1}-f_{1,2}f_{3,1}\right)}{\left(f_{3,3}f_{1,1}-f_{1,3}f_{3,1}\right)\left(f_{2,4}f_{1,1}-f_{1,4}f_{2,1}\right)-\left(f_{2,3}f_{1,1}-f_{1,3}f_{2,1}\right)\left(f_{3,4}f_{1,1}-f_{1,4}f_{3,1}\right)}, \quad (11)$$

$$V_{1,1}=\frac{f_{2,4}f_{1,1}-f_{1,4}f_{2,1}}{f_{2,2}f_{1,1}-f_{1,2}f_{2,1}+V_{1,0}\left(f_{2,3}f_{1,1}-f_{1,3}f_{2,1}\right)}, \quad (12)$$

$$V_{0,0}=\frac{f_{1,4}-V_{1,1}f_{1,2}-V_{1,1}V_{1,0}f_{1,3}}{f_{1,1}}. \quad (13)$$

После подстановки коэффициента отражения (13) в формулу (7) определяется импеданс.

Если исследуемая конструкция является конструкцией локально-реагирующего типа, импеданс которой не зависит от угла падения звуковой волны, то в области частот распространения первой азимутальной моды импеданс также может быть определен через коэффициент отражения этой моды от образца

$$Z=\frac{k_{0,0}}{k_{1,0}}\frac{1+V_{1,0}}{1-V_{1,0}}. \quad (14)$$

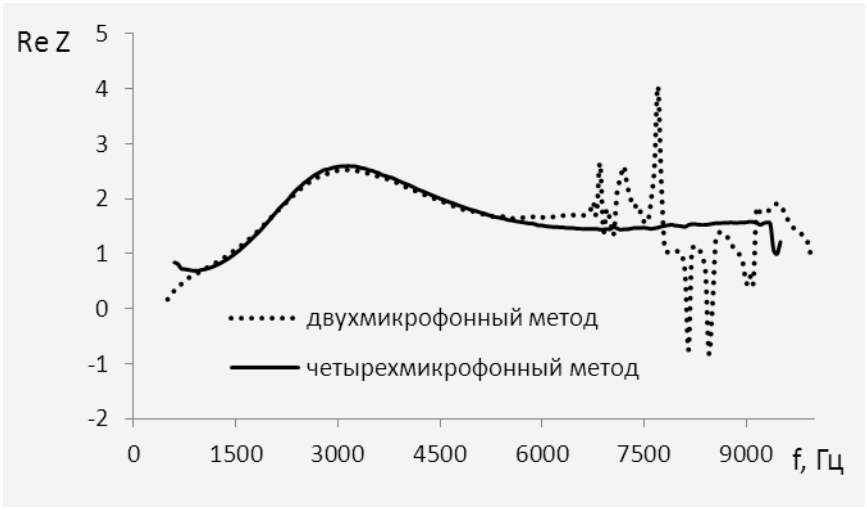
НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Акустические измерения с целью определения нормального импеданса образцов проводились на интерферометре с диаметром трубы равным 30 мм. Они проводились с использованием экспериментального оборудования фирмы «National Instruments» (NI). Для измерений были взяты образцы звукопоглощающего материала на основе кремнезема со сквозной перфорацией. В частности, в данной работе представлены результаты испытаний двух однослойных образцов с геометрическими параметрами: 1) H=20 мм, F=8%; 2) H=15 мм, F=3.5% и одного двухслойного образца: 3) H=(20/15) мм, F=(8/3.5)%, являющегося комбинацией двух однослойных образцов, где H – толщина образца, F – процент перфорации. Через косую черту даны геометрические параметры первого и второго слоя. На рис.1 представлена фотография одного из образцов. Ранее образцы этого типа неоднократно испытывались двухмикрофонным методом на интерферометре с использованием анализатора 2034 фирмы Брюль и Къер. Кроме демонстрации возможности расширения частотного диапазона измерений, данные конструкции представляют интерес сами по себе в силу своих хороших звукопоглощающих свойств.

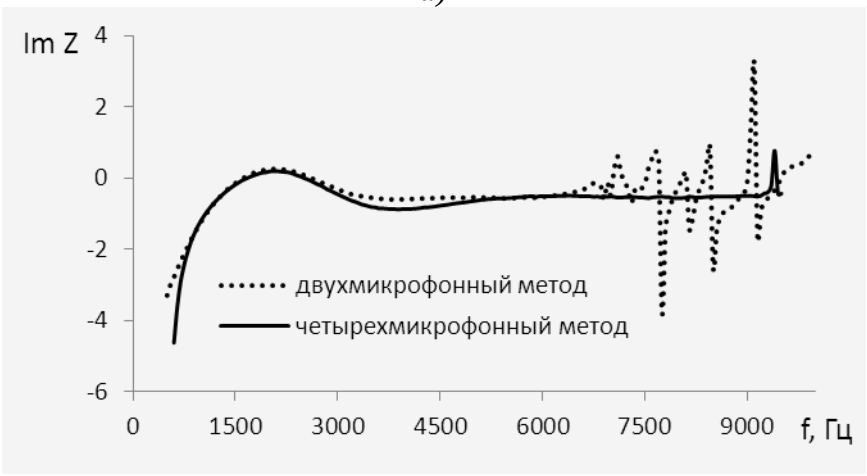
Рис. 1. Фотография образца ЗПК на основе гомогенного материала

На рис.2 представлено сравнение действительной (а), мнимой (б) частей импеданса и коэффициента звукопоглощения (в) для образца с H=20 мм F=8%, полученных двухмикрофонным и четырехмикрофонным методом. Из сравнения видно, что данные, полученные двухмикрофонным и четырехмикрофонным методом, хорошо согласуются между собой практически во всем диапазоне частот от 500 Гц до 6.4 кГц за исключением пограничных областей вблизи 500 Гц и 6.4 кГц. Расхождение данных вблизи частоты 500 Гц связаны с некоторыми ошибками (нами пока не выявленными)

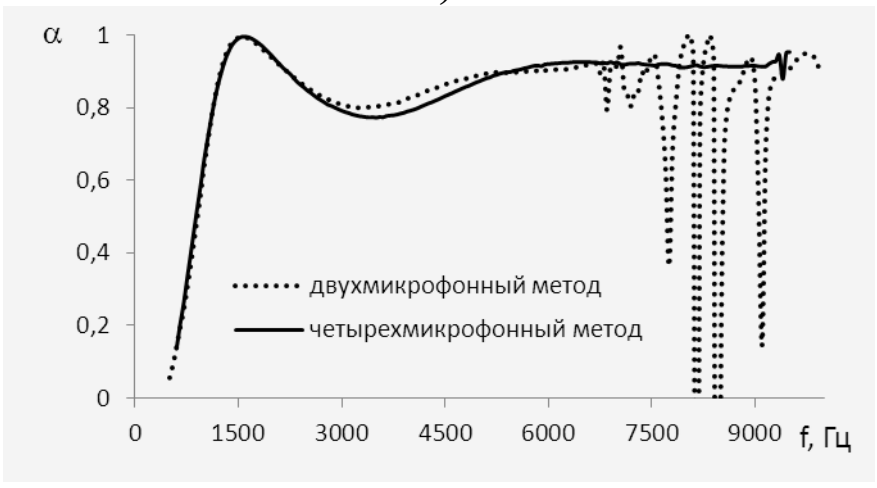
определения импеданса четырехмикрофонным методом. Расхождение данных в области частот 6.4 кГц и выше с очевидностью связаны с ошибками определения импеданса двухмикрофонным методом. По рис. 2 верхнюю граничную частоту определения импеданса образца четырехмикрофонным методом можно определить в районе 9.5 кГц. Это несколько ниже теоретического значения, равного 11 кГц, что, по-видимому, связано с ограниченностью частотного диапазона используемого источника звука.



а)



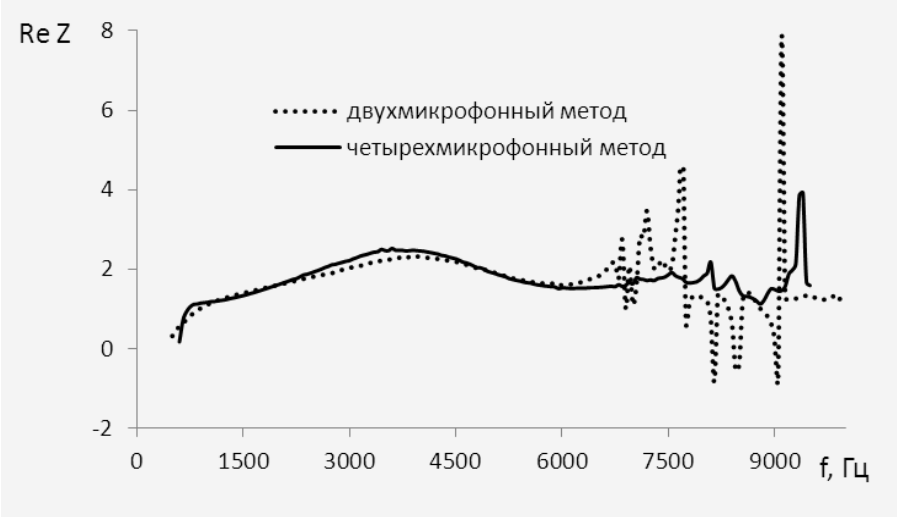
б)



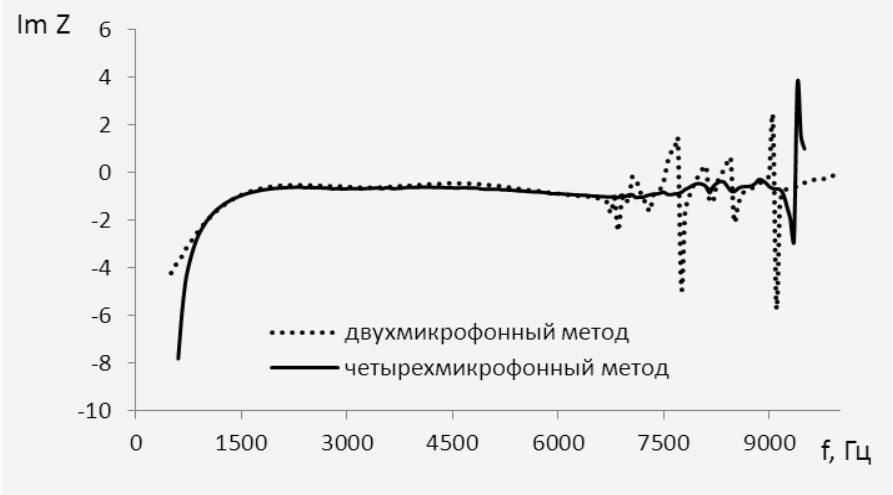
в)

Рис.2. Импеданс и коэффициент звукопоглощения образца (1)

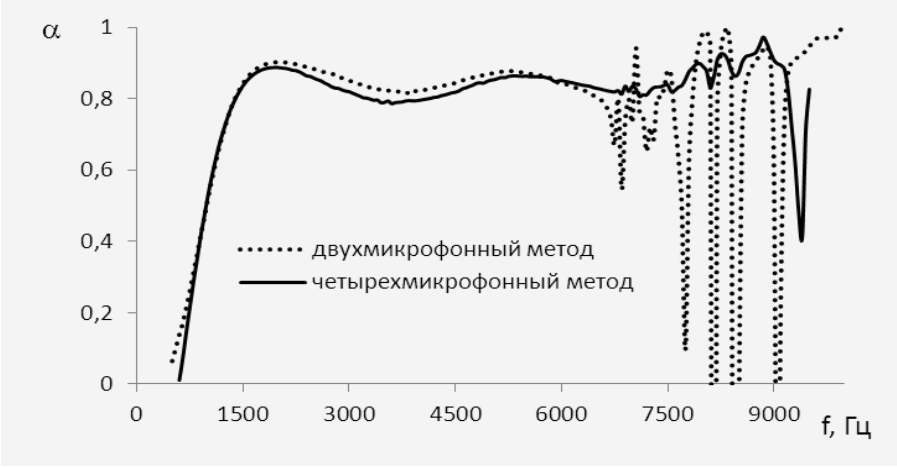
На рис. 3 представлены действительная (а), мнимая (б) части импеданса и коэффициент звукопоглощения (в) образца 2). В этом случае использование четырехмикрофонного метода также позволило существенно уменьшить ошибки измерения импеданса и коэффициента звукопоглощения в области частот выше 6400 Гц и, таким образом, дало возможность получить более точную информацию об импедансе в расширенной области частот.



а)



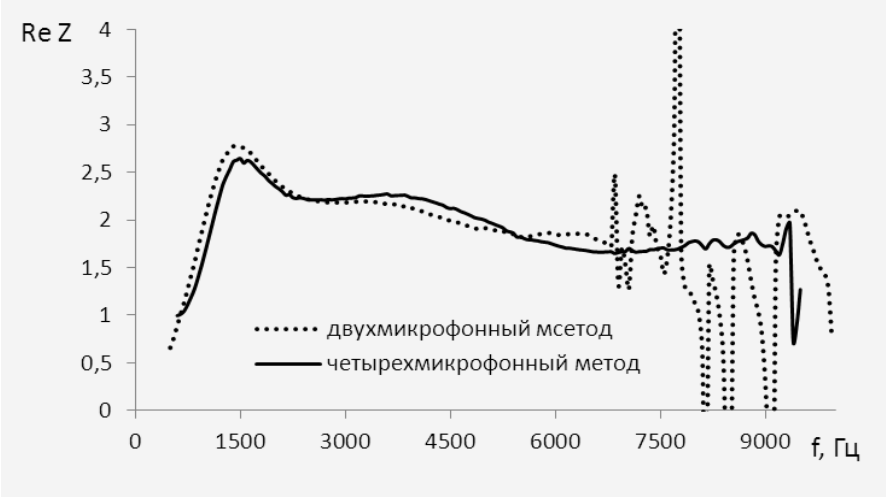
б)



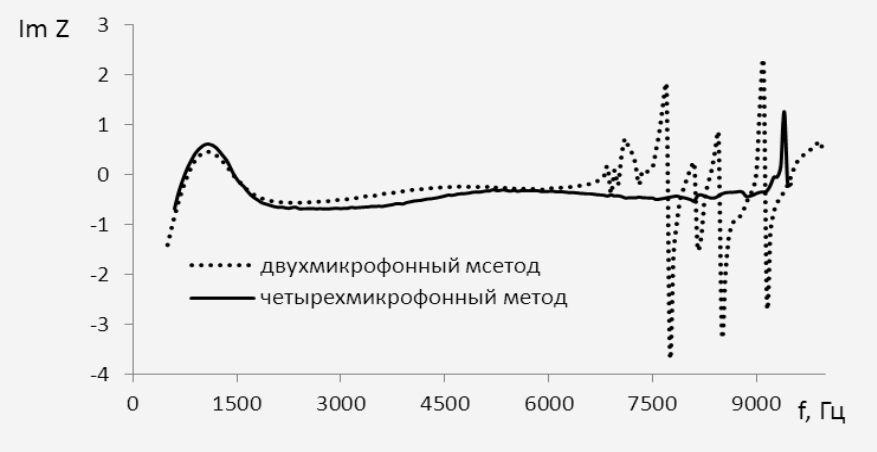
в)

Рис.3. Импеданс и коэффициент звукопоглощения образца (2)

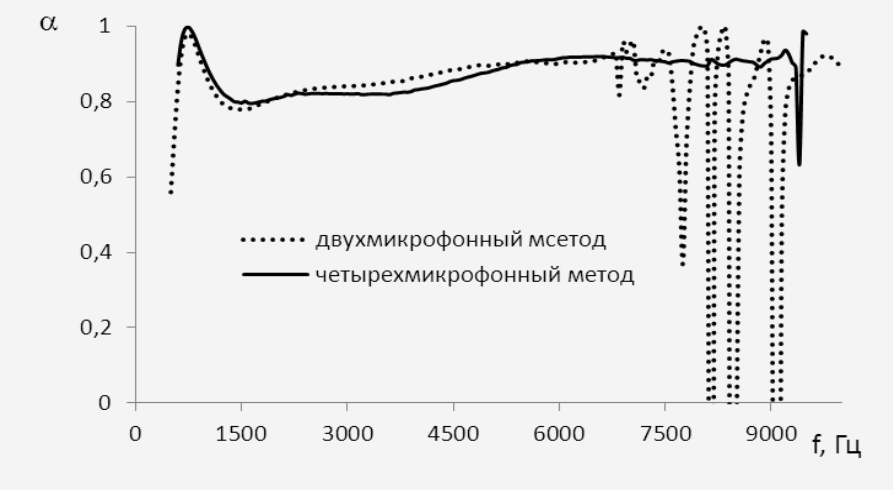
На рис.4 представлены частотные зависимости действительной (а) мнимой (б) части импеданса и коэффициента звукопоглощения (в) двухслойной конструкции 3), полученные двухмикрофонным и четырехмикрофонным методом. Приведенные данные позволяют утверждать, что в области частот выше 6400 данная конструкция сохраняет высокие звукопоглощающие свойства в силу того что действительная и мнимая части импеданса становятся мало зависимыми от частоты и равны, соответственно, $\mathrm{Re}\, Z \approx 1.75$, $\mathrm{Im}\, Z \approx -0.5$. Такой импеданс обеспечивает коэффициент звукопоглощения при нормальном падении звука на уровне $\alpha \approx 0.9$.



а)



б)



в)

Рис.4. Импеданс и коэффициент звукопоглощения образца (3)

Таким образом, разработка четырехмикрофонного метода определения импеданса на интерферометре при нормальном падении звука позволила расширить диапазон частот определения импедансных характеристик ЗПК практически до величины необходимой при оценке эффективности ЗПК в каналах с потоком и последующем расчете эффективности системы шумоглушения в контрольных точках на местности. В этом случае отпадает необходимость экстраполяции импеданса в высокочастотную область, выполняемую ранее при использовании двухмикрофонного метода. Вместе с тем этот метод требует дальнейшего развития по оценке и уменьшению ошибок измерений и увеличению верхней границы измерения до теоретического значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ASTM E1050-08. Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using a Tube, Two Microphones and A Digital Frequency Analysis System //ASTM International, 2008.
2. Akoum, M. and Ville J.M. Measurement of the reflection matrix of a discontinuity in a duct // J. Acoust. Soc. Am. 1998. 103(5). P. 2463-2468.
3. Kerschen, E.J. and Johnston J.P. A modal separation measurement technique for broadband noise propagating inside circular ducts // J. Sound and Vibr. 1981. 76(4). P. 499-515.
4. Moore, C.J., Measurement of radial and circumferential modes in annular and circular fan ducts // J. Sound and Vibr.. 1979. 62(2). P. 235-256.
5. Pasqualini, J.P., Ville J.M., and Belleval J.F. Development of a method of determining the transverse wave structure in a rigid wall axisymmetric duct // J. Acoust. Soc. Am. 1985. 77(5). P. 1921-1926.
6. Salikuddin, M. and Ramakrishnan R. Acoustic power measurement for single and annular stream duct-nozzle systems utilizing a modal decomposition scheme // J. Sound and Vibr. 1987. 113 (3). P. 441-472.

Schultz, T., Cattafesta L., and Sheplak M. Comparison of the Two-Microphone Method and a Modal Decomposition Method for Acoustic Impedance Testing //AIAA 2006-2695.

назад к содержанию

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА С ПОТОКОМ НА ТОНАЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Копьев В.Ф.[1)], Макашов С.Ю.[1)], Миронов М.А.[2)], Солнцева В.С.[2)]

[1)] Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва
[2)]Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева РАН, Москва

E-mail: aeroacoustics@tsagi.ru

Проведено экспериментальное исследование процесса генерации звука потоком воздуха в гофрированных волноводах со скоростями потока свыше 30 м/с. Описана экспериментальная установка, представлены некоторые результаты экспериментов. Показано, что при искусственном возбуждении гофрированного волновода, акустически задемпфированного с одного конца, бегущая волна может как усиливаться, так и поглощаться в зависимости от частоты и скорости потока.

Поток воздуха в гофрированной трубке может генерировать тональный или мультитональный звук [1-4]. Этот звук, на первый взгляд, не связан с длиной трубки – при одинаковых скоростях потока частота звука приблизительно одна и та же при длинах трубки, меняющихся от полуметра до нескольких метров. Генерация начинается при скорости потока больше некоторого порогового значения. Спектр имеет вид набора близко расположенных пиков.

Исследования процесса генерации звука в гофрированном трубопроводе проводились на специальной низкоскоростной аэроакустической установке. Установка представляет собой металлический цилиндр диаметром 480 мм, внутри которого установлены вентилятор и электродинамический громкоговоритель. Данная установка позволяет получать поток воздуха со скоростью до 40 м/с с одновременным акустическим возбуждением.

К установке подсоединен участок гибкой пластиковой гофрированной трубки длиной 1,05 м и внутренним диаметром 18 мм. Гофры прямоугольные (внутри слегка скругленные), высота гофра 2 мм, длина и шаг 1,5 мм. На переходнике, обеспечивающем подсоединение трубки к фланцу установки, находится цанговый зажим для микрофона.

Используются два конденсаторных микрофона диаметром 1/4" (6,35 мм). Первый микрофон (в дальнейшем используется обозначение "канал А"), установлен на входе в гофрированную трубку, второй ("канал В") – либо на выходе из трубки на расстоянии 12 мм от открытого конца (Рис. 1), либо на стенке рупора. В первом случае расстояние между микрофонами составляет 1175 мм, во втором – 2120 мм. Микрофоны имеют ровную частотную характеристику в поле давления (что необходимо при установке на твердой поверхности), идентичность частотной характеристики применяемых микрофонов проверена одновременными испытаниями с помощью калибратора 4221.

Исследования проводились в двух вариантах – при открытом конце трубки, когда возникали интенсивные автоколебания, и с установленным на выходном конце трубки рупором с жесткими стенками длиной 1370 мм (с учетом переходника от круглого сечения трубки к прямоугольному сечению рупора) и углом раскрыва примерно 5°. Наличие рупора полностью устраняло возникновение автоколебаний, для исследования характеристик трубки использовалось возбуждение белым шумом (частотная характеристика громкоговорителя в сочетании с частотными характеристиками трубок внутри ресивера приводит к существенной неоднородности спектра звукового давления на входе в гофрированную трубку).

Рис. 1. Расположение микрофонов на входе в трубку и на выходе из нее

Скорость потока определялась по перепаду давлений в ресивере установки и на выходе из трубки. Перепад давления измерялся с помощью цифрового манометра МЦП-2М, в ходе измерений осуществлялась непрерывная регистрация показаний манометра для контроля стабильности режима (установлено, что относительное среднеквадратичное отклонение перепада давлений составляет от 0,001 до 0,006).

Сигнал микрофонов регистрировался и обрабатывался с помощью двухканального цифрового анализатора Brüel&Kjær тип 2032 (несмотря на почти 30-летнюю историю, прибор остается одним из лучших образцов аппаратуры этой фирмы). Управление анализатором осуществлялось от персонального компьютера, результаты обработки сигнала после накопления заданного числа реализаций сохранялись в компьютере. Для анализа сигналов использовалось только встроенное программное обеспечение анализатора 2032. В данном исследовании использовались усредненные спектры по каналам A и B, модуль и фаза передаточной функции и функция когерентности. Частотный диапазон анализа был ограничен до 6,4 кГц, в большинстве измерений использовался частотный анализ с увеличением разрешения по частоте относительно центральной частоты диапазона (при центральной частоте 2624 Гц и диапазоне 3,2 кГц разрешение составляет 4 Гц), что позволяло более детально исследовать выбранный участок спектра.

При протекании потока по гофрированной трубке возникают интенсивные автоколебания ("свист"). Частота и интенсивность возникающего звука зависит от скорости потока (рис. 2).

На данном рисунке приведены спектры звукового давления на входе в трубку (канал A, синяя кривая) и на выходе из трубки (канал B, красная кривая), а также модуль передаточной функции H1 (зеленая кривая) и функция когерентности (сиреневый пунктир). Данные представлены для близких значений скоростей в диапазоне 21,5–24,2 м/с и 25,5–27,6 м/с, чтобы показать изменение вида спектров при небольшом изменении скорости.

Частоты наиболее интенсивного пика и расположенных вокруг него пиков практически не меняются в пределах определенного диапазона изменения скорости, однако соотношение их уровней меняется. С ростом скорости увеличивается уровень более высокочастотных пиков (например, на частотах 2100 Гц и 2250 Гц,), затем в какой-то момент звуковая энергия более-менее равномерно "размазывается" по равноотстоящим пикам, а при дальнейшем увеличении частоты начинается рост одного из более высокочастотных пиков (2250 Гц). Расположение пиков в спектрах уровней звукового давления совпадает с максимумами модуля передаточной функции и максимумами функции когерентности.

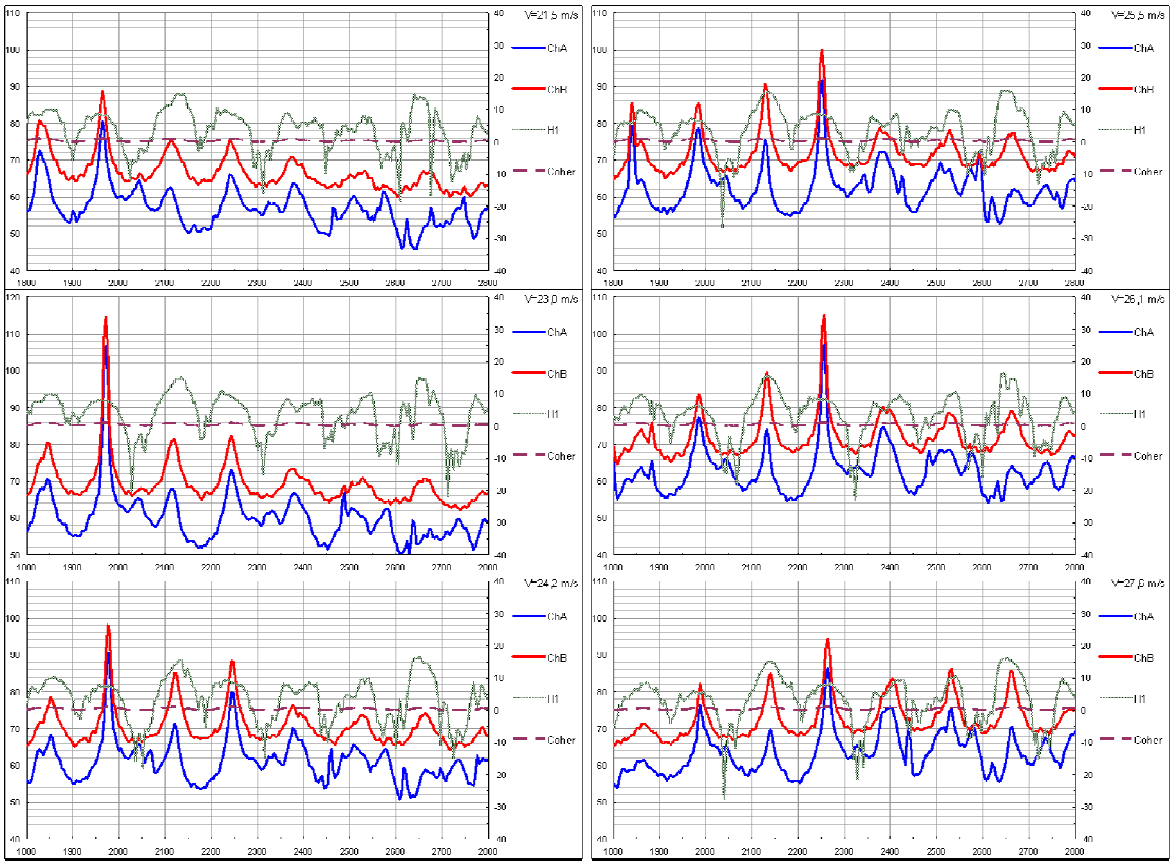


Рис. 2. Спектры уровней звукового давления (ChA и ChB), модуль передаточной функции H1 и функция когерентности при отсутствии рупора

При наличии рупора, как уже было отмечено, автоколебаний не возникает. Данный факт позволяет рассмотреть характер распространения звука в трубке, используя возбуждение звуковых колебаний на входе в трубку. На рисунке 3 представлены для сравнения спектры уровней звукового давления, измеренные на выходе трубки и на стенке рупора при близких значениях скорости потока, а на рисунке 4 – модуль передаточной функции для тех же условий.

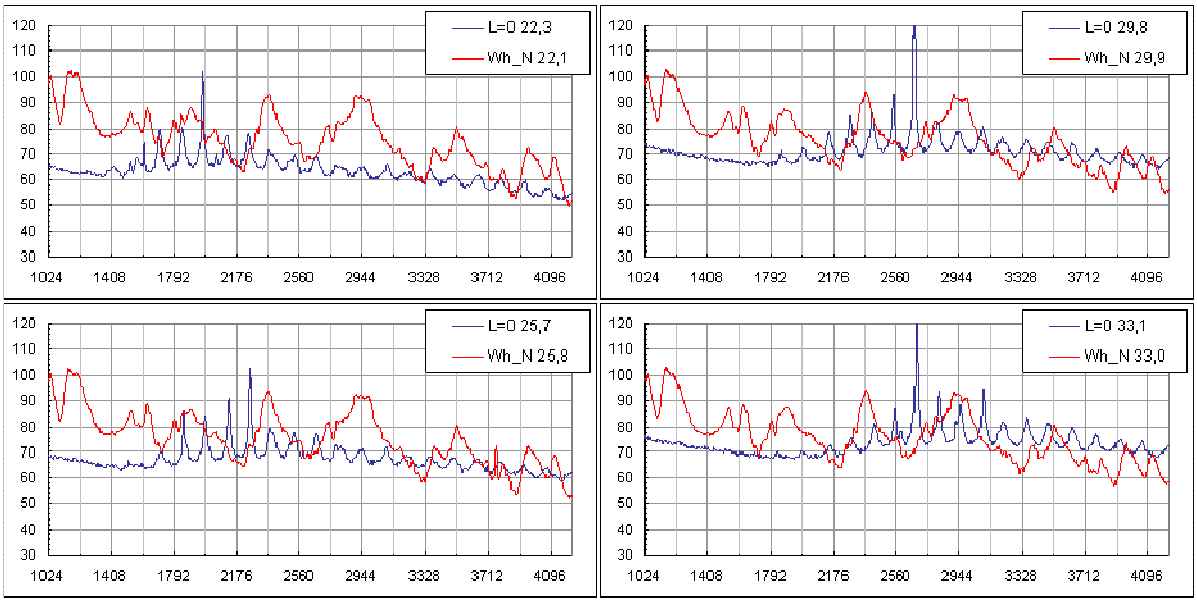


Рис. 3. Спектры уровней звукового давления на выходе из трубки при возникновении автоколебаний в отсутствии рупора (L) и на стенке рупора при возбуждении белым шумом (Wh_N). Указаны значения скорости потока

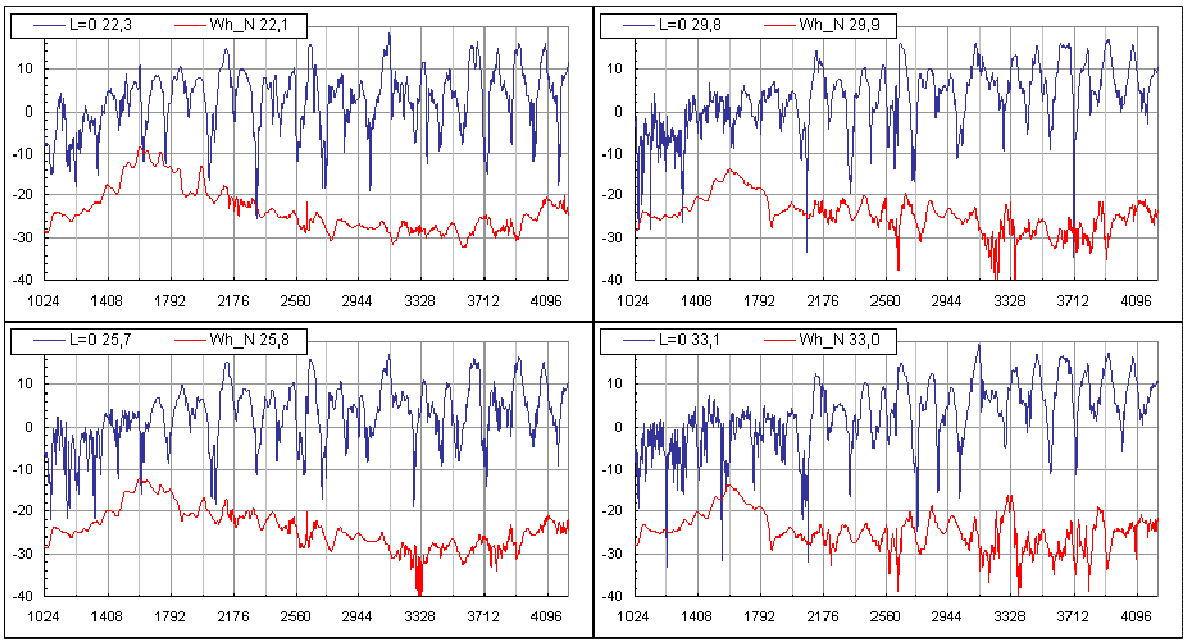


Рис. 4. Модуль передаточной функции при возникновении автоколебаний в отсутствии рупора (L) и с рупором при возбуждении белым шумом (Wh_N). Указаны значения скорости потока

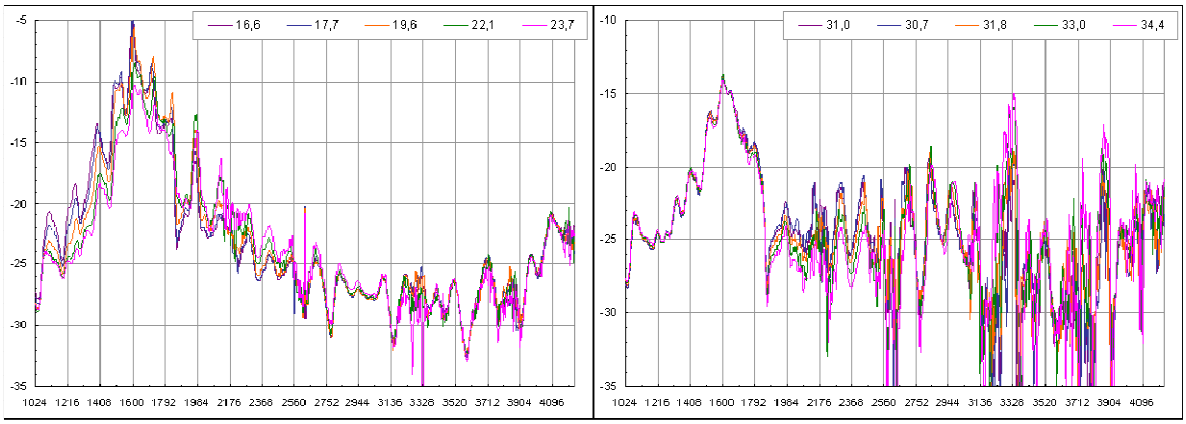


Рис. 5. Модуль передаточной функции при возбуждении белым шумом. Указаны значения скорости потока

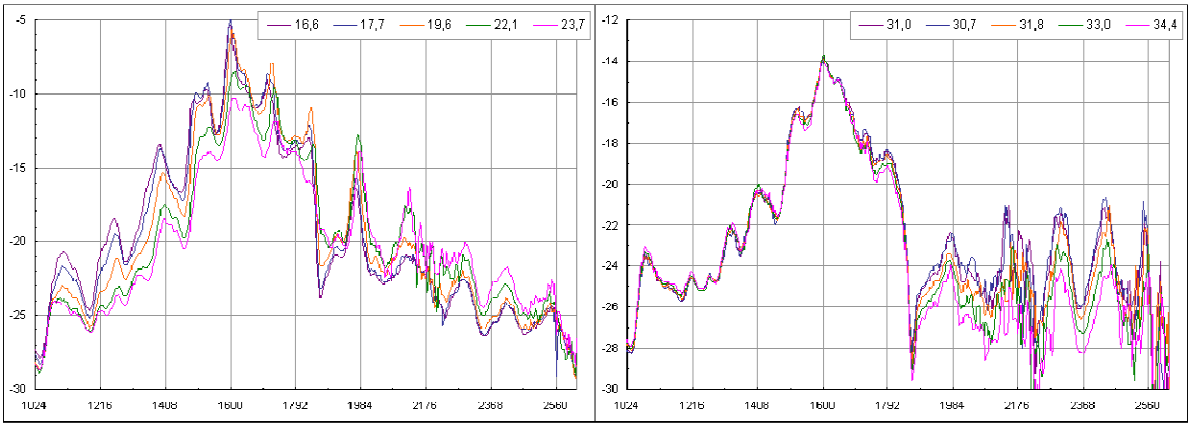


Рис. 5. Модуль передаточной функции при возбуждении белым шумом в более узком диапазоне частот. Указаны значения скорости потока

При изменении скорости потока несколько меняется передаточная функция. На рисунке 5 модуль передаточной функции показан для скоростей в диапазонах 16,6–23,7 м/с и 30,7–34,4 м/с, а на рисунке 6 – для тех же диапазонов в тех областях частот, где проявляется зависимость от скорости.

Характерной чертой графиков модуля передаточной функции на рис. 4, 5 является наличие периодического изменения по частоте с периодом 130 – 170 Гц. При этом небольшие изменения скорости потока приводят к значительному изменению значений и глубины модуляции передаточной функции – на 2 – 5 дБ. Интерпретация этих данных позволит уточнить параметры аэроакустических взаимодействий на гофрированной границе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peterie A. M., Huntley I. D.. The acoustic output produced by a steady airflow through a corrugated duct. // Journal of Sound and Vibration.
2. Nakamura Y., Fukamachi N.. Sound generation in corrugated tubes. // Fluid Dynamics Research, 7(1991), p. 255-261.
3. Binnie A. M.. Self-induced waves in a conduit with corrugated walls. II. Experiments with air in corrugated and finned tubes. // Proc. R. Soc., 1961, A262, p.179-191.

Копьев В.Ф., Миронов М.А., Солнцев В.С., Сизов И.И., Горенберг А.Я.. Усиление и генерация звука потоком воздуха в волноводах с периодически неровными границами. / Сб. трудов XIII сессии РАО, т. 2, 2003, с. 36-39.

назад к содержанию

О ПРИРОДЕ ВИХРЕВОГО ЗВУКА ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ЦИЛИНДРА

Баженова Л. А., Семенов А. Г.

Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева Москва

E-mail:asemen@akin.ru

Рассмотрены закономерности, определяющие природу вихревого звука (Эолова тона) при обтекании цилиндра воздушным потоком, связанную с отрывом вихрей с поверхности профиля, их трансформацией и образованием вихревой дорожки в следе. Оценено положение места формирования вихревой дорожки в следе и размер области, где вихревая дорожка еще нестабильна. Установлено, что в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса ($4.7\ 10^3 – 1.5\ 10^4$) с увеличением скорости потока максимум пульсаций давления в следе приближается к поверхности цилиндра, что ведет к возрастанию уровня пульсаций давления на цилиндре и интенсивности вихревого звука. Показано, что воздействие на вихревую дорожку путем внесения препятствия в область ее нестабильности, ведет к уменьшению интенсивности излучаемого звука вплоть до его подавления.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов возникновения и излучения вихревого звука начаты еще в XIX веке Струхалем [1], связавшим частоту звука со скоростью потока, обтекающего струну и ее диаметром.

Возникновение вихревого звука часто объясняется силовым воздействием твердого тела (цилиндра) на жидкость. Так Юдин [2] одним из первых вывел формулу для интенсивности излучения вихревого звука, исходя из экспериментального факта, что при образовании вихрей на тело действует переменная поперечная пульсационная сила. Керл [3], исходя из основных уравнений гидродинамики и граничных условий на поверхности жесткого неподвижного тела, обтекаемого потоком, показал, что при малых числах Маха излучаемое звуковое поле определяется флуктуирующими силами, связанными с пульсациями давления на поверхности тела. При условии, что размеры тела малы по сравнению с длиной волны излучаемого звука, внешнее поле можно вычислить, по силе, действующей на поток со стороны твердых границ. Большинство последовавших за Керлом теоретических работ [4-8], несмотря на разный подход к решению задачи об излучении вихревого звука, связывали излучение с наличием переменой силы на поверхности тела. Таким образом, в перечисленных работах [2-8] предполагается, что дипольное излучение - это результат нестационарного силового воздействия твердого тела на жидкость. Отсюда может создаться впечатление, что и сам источник находится на поверхности тела.

В работах сотрудников ЦАГИ [9–10] предложена модель генерации звука в турбулентных потоках в присутствии твердых границ с точки зрения взаимодействия квадрупольных источников с поверхностью профиля, приводящего к появлению дипольного отражения в следе за телом. Расчет, проведенный авторами на основе гидродинамики двумерных течений жидкости, показал, что взаимодействие таких двух коррелированных источников в дальнем поле сводится к одному диполю, сдвинутому на некоторое расстояние от поверхности тела вниз по потоку.

Как Рэлей [11], так и Блохинцев [12] связали образование вихревого звука с нестабильностью вихревых слоев и рождением вихрей в следе за телом. Подобная концепция взята за основу и в работе [13].

Исследование структуры течения в следе за цилиндром также было начато еще в XIX веке. Карману и Рубаху [14] впервые удалось построить идеализированную теорию двойной цепочки вихрей для плоского течения относительно бесконечных цилиндров и пластин. Однако, как показано еще Релеем, излучения звука в такой

дорожке произойти не может так же, как и в реальном случае, не может быть излучения в той области потока вдали от тела, где дорожка приобретает регулярный характер. В последующих работах было отмечено, что устойчивая вихревая дорожка формируется не на начальном участке следа, непосредственно за обтекаемым телом, а на некотором расстоянии от него [15-20]. Было установлено, что вблизи поверхности тела, вихревая дорожка носит нерегулярный характер, а расстояние между вихрями меняется (уменьшается) при приближении к телу. Однако до настоящего времени не известно, как влияет на интенсивность излучения вихревого звука изменение параметров вихревой дорожки в области ее нестабильности с числом Рейнольдса.

Само по себе изучение процесса возникновения и излучения вихревого звука представляет не только академический интерес, но важно с практической точки зрения, особенно в последнее время в связи с ужесточением норм шумности. Шумы аэродинамического происхождения часто играют доминирующую роль в уровне шума вентиляторов в производственных помещениях и на судах, шуме планера самолета и ряде других случаев. Для борьбы с шумом немаловажное значение имеет правильное понимание природы вихревого звука и возможность определения положения его источника. Однако, в этих вопросах до сих пор нет ясности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для уточнения природы возникновения вихревого звука и оценки влияния параметров области нестабильности вихревой дорожки в следе на его излучение нами был проведен ряд экспериментов.

С этой целью исследована связь между азимутом точки отрыва вихрей от поверхности тела и положением области формирования вихревой дорожки в следе за телом. Проведены измерения среднеквадратических значений пульсаций давления в вихревом следе за цилиндрами различного диаметра на частоте вихревого звука в 4-герцовой или третьоктавной полосе частот в зависимости от скорости набегающего на тело потока. Оценено положение границы области нестабильности вихревой дорожки в зависимости от числа Re, т.е. области, где может возникнуть источник вихревого звука. Измерения проводились в диапазоне чисел Re, где основная частота вихревого звука наблюдается вблизи значений числа Струхаля Sh = 0.2 и где для следа принято пользоваться двумерной моделью течения. Универсальность выбранного метода измерения пульсаций давления в следе состоит в том, что он позволяет сравнивать изменения пульсаций давления в следе с их изменением на самой поверхности цилиндра, а также сопоставлять их с пульсациями давления во внешнем поле излучаемого вихревого звука.

Изучение характеристик пульсаций давления проводилось в акустико-аэродинамической трубе замкнутого типа с обесшумленным слаботурбулентным потоком воздуха. Скорость потока в рабочем участке трубы размером 0.2 х 0.3 м могла регулироваться от 5 до 100 м/с. Помещение в рабочей части трубы было оборудовано звукопоглощающим покрытием, измерительным комплексом и координатным устройством. Измерительный комплекс позволял контролировать звуковое давление в дальней зоне и уровень пульсаций давления, как на поверхности цилиндра, так и в следе за ним. Эксперименты проводились с цилиндрами длиной 400 мм и диаметрами от 2 до 14 мм. Измерение пульсаций давления в следе и на поверхности цилиндра осуществлялось с помощью акустических зондов фирмы “Брюль и Кьер” диаметром 0.5 мм, которые, как было показано экспериментально, не вносят искажений в характеристики пульсаций давления. Измерения звука проводились в дальнем поле в плоскости, проходящей через ось цилиндра и перпендикулярной направлению потока.

На рис.1 приведен типичный пример распределения пульсаций давления в вихревой дорожке за цилиндром на частоте f вихревого звука в полосе 4 Гц в сечениях

следа поперек потока при разных расстояниях r от его поверхности для цилиндра диаметром d = 4 мм при скорости потока V = 20 м/с. (Re = 1.7 10^3, f = 1000 Гц)

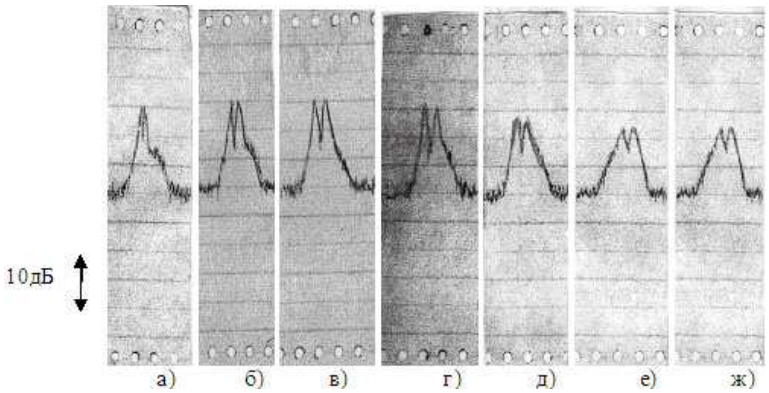


Рис.1. Распределение пульсаций давления в следе за цилиндром на разных расстояниях от его поверхности: а) r/d = 1; б) r/d = 2; в) r/d = 3; г) r/d = 4; д) r/d = 5; е) r/d = 10; ж) r/d = 12.

Распределение получено путем автоматического перемещения акустического зонда поперек потока. Максимумы пульсаций давления на каждом фиксированном расстоянии от поверхности цилиндра расположены с двух сторон вихревой дорожки. Каждая кривая представляет собой совокупность среднеквадратических значений пульсаций давления в следе. На рисунке видно, что с ростом удаления r от поверхности цилиндра расстояние между максимумами постепенно увеличивается, а их уровень сначала возрастает, достигая наибольшего значения при r/d = 4, затем уменьшается и стабилизируется, приобретая регулярный характер. Для данной скорости и диаметра цилиндра наименьшее расстояние между максимумами, наблюдаемое в области зарождения дорожки, находится на удалении от его поверхности, равном одному диаметру. Такое поведение вихревой дорожки аналогично для всех скоростей потока и диаметров цилиндров, используемых в экспериментах. В то же время при увеличении скорости потока область зарождения дорожки приближается к поверхности цилиндра. Так, для стержня диаметром 4 мм, при скорости потока V = 10 м/с зарождение дорожки происходит на удалении r/d = 1.8, а при скорости V = 65 м/с - при r/d = 0.7.

Следует отметить, что расстояние от поверхности цилиндра, где зарождается вихревая дорожка, определяется положением азимута точки отрыва вихрей от поверхности цилиндра, которое в свою очередь зависит от скорости потока. С изменением места зарождения вихревой дорожки меняется и расстояние от поверхности цилиндра, где наблюдается максимум пульсаций давления и размер области нерегулярности вихревой дорожки.

На рис.2 показано типичное распределение среднего уровня пульсаций давления вдоль линии, параллельной оси струи в треть октавной полосе с центром на частоте максимума вихревого звука для цилиндра диаметром d = 5 мм в зависимости от скорости потока. Видно, что тенденция приближения пространственного положения максимума пульсаций к поверхности цилиндра с увеличением скорости потока наблюдается и в этом эксперименте и демонстрируется даже более наглядно.

Из рисунка видно, что при скорости 20 м/с максимальное значение уровня больше максимального уровня пульсаций при скорости 10 м/с на 5 dB, а при скорости 50 м/с – на 8 dB. Приближение максимума пульсаций давления к поверхности цилиндра сопровождается увеличением пульсаций давления на его поверхности и соответствующим увеличением интенсивности излучения вихревого звука. Для других скоростей и диаметров цилиндров положение максимума пульсаций давления относительно поверхности цилиндра может меняться, но тенденция приближения

максимума к поверхности цилиндра и увеличения уровня пульсаций в условиях наших экспериментов с увеличением скорости течения сохраняется.

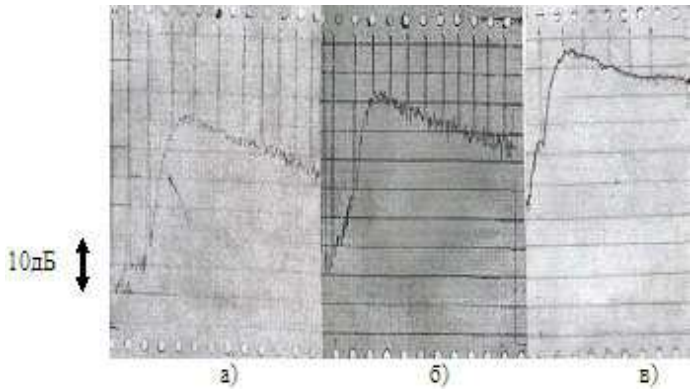


Рис 2. Изменение максимальных значений уровней пульсаций давления в следе (дБ) и их положений относительно поверхности цилиндра (r/d) при разных скоростях потока. а) V = 10 м/с; Re = 2.9 10^3; r/d = 7; б) V = 20 м/с, Re = 5.9 10^3; r/d = 4; в) V = 50 м/с, Re = 1.5 10^4; r/d = 2.

Было исследовано, как изменение структуры вихревой дорожки в следе за цилиндром влияет на излучение вихревого звука. Для этого в вихревой след за цилиндром вводилось препятствие (стержень радиуса большего радиуса цилиндра). Препятствие нарушало картину вихреобразования и таким образом воздействовало на уровень пульсаций давления на поверхности цилиндра и на интенсивность вихревого звука [21-26]. В качестве примера на рис.3 показано изменение уровня пульсаций давления на поверхности цилиндра диаметром d = 4 мм при удалении препятствия вниз по потоку при скорости потока V = 40 м/с, Re = 9.4 10^3.

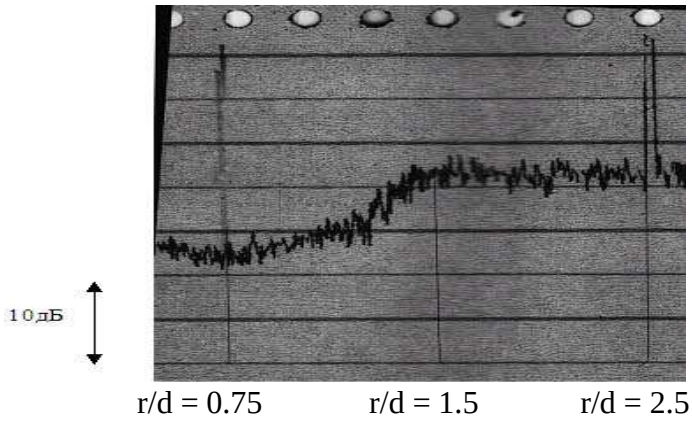


Рис. 3. Изменение уровня пульсаций давления на поверхности цилиндре при удалении препятствия.

Видно, что приближение препятствия к цилиндру на расстояние r/d < 1.5 существенно влияет на уровень пульсаций давления на цилиндре.

Если же препятствие приблизить к поверхности цилиндра до области зарождения вихревой дорожки, то можно прекратить генерацию звука полностью. Это демонстрирует рисунок 4 для цилиндра диаметром d = 6 мм при скорости потока V = 37.5 м/с (Re = 1.3×10^3). При приближении препятствия к поверхности цилиндра на расстояние ~ 4 мм (r/d = 0.67) наблюдается столь сильное воздействию на параметры дорожки, что излучение звука полностью прекращается. Регистрация спектра излучения проводилась конденсаторным микрофоном фирмы «Брюль и Кьер» в полосе фильтра 4 Гц.

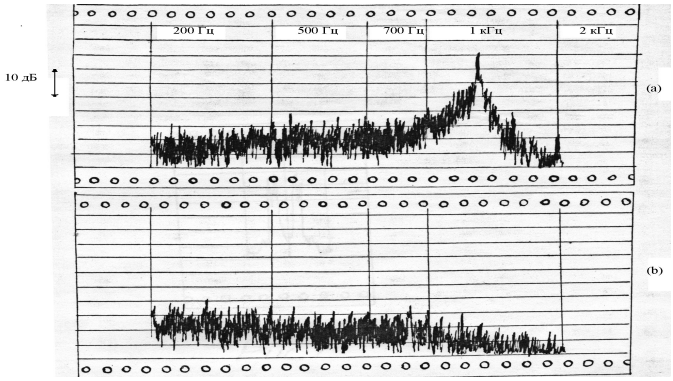


Рис. 4. Частотные спектры шума: a) цилиндр без препятствия; b) цилиндр с препятствием

По существу, этот эксперимент показывает, что излучение вихревого звука обусловлено периодическим рождением вихрей в следе на небольшом удалении от поверхности цилиндра, которое изменяется с изменением скорости потока и диаметра цилиндрического профиля (числа Re). Нарушение этого процесса приводит к снижению интенсивности вихревого звука или даже к его полному подавлению.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Для обоснования экспериментальных результатов рассмотрена задача об особенностях схода вихрей с цилиндра и оценке их местоположения [25,26]. Соответствующий анализ базируется на законах гидродинамики двумерных течений жидкости без учета молекулярного и турбулентного трения, то есть соответствует модели идеальной дорожки Кармана, в которую приходится вносить ряд дополнений и изменений, приближающих картину течения к наблюдаемой в экспериментах. Эти изменения связаны с наблюдаемой в эксперименте трансформацией параметров вихрей в следе. Напомним, что в модели дорожки Кармана поперечная сила равняется нулю. Также как пара периодически отходящих от профиля одинаковых вихрей (новый и предшествующий) в этой модели [25], являются источником продольной силы сопротивления, эта же пара вихрей является источником и поперечной силы, когда величина циркуляции предшествующего вихря убывает с удалением от цилиндра.

При малых числах Рейнольдса вихри, сошедшие одновременно с противоположных точек отрыва потока от цилиндра, могут компенсировать действие друг друга [25]. При этом создаются условия нулевой циркуляции и нулевой поперечной силы. С ростом числа Рейнольдса в этой области при попеременном сходе вихрей, смещении вихрей или добавление вихря, сошедшего с одной из сторон цилиндра, изменяется итоговое значение циркуляции. Это проявляется в возникновении знакопеременной компоненты силы сопротивления(за счет последовательно сходящих вихрей), направленной поперек оси следа. Система стремится сохранить нулевое (в среднем) значение циркуляции относительно цилиндра. Поэтому среднее по времени значение поперечной компоненты силы сопротивления, также как и значение циркуляции остается равным нулю. Колебательный характер изменения силы объясняется также тем, что, в двумерной модели течения (плоская струя), структура возмущений начального участка следа носит преимущественно антисимметричный характер [25]. Сохраняя колебательный (квазигармонический) режим изменения величины циркуляции около нулевого значения, система позволяет определить положение центра области как геометрическое место точек компенсированной циркуляции, которое и сопоставляется с исходной точкой формирования идеализированной вихревой дорожки за цилиндром.

Согласно расчетам [25], при отрыве течения в апогее цилиндра, на азимуте 80-90 градусов, предельное удаление от центра цилиндра зоны зарождения вихревой

системы в нестабильной области следа R_c достигает - 2.4 его радиуса a. При максимальном откате точки отрыва течения по азимуту до 120-150 градусов – удаление зоны зарождения дорожки достигает лишь $1.6a$. Подобная оценка не учитывает размера (диаметра) источника. Минимальный радиус источника в реальной дорожке может быть оценен чисто геометрически как половина расстояния между соседними вихрями в дорожке. Для характерного размера (радиуса) источника Δ имеем простую оценку $\Delta = [(l/2)^2 + b^2]^{1/2}/2$, где l - пространственный период реальной дорожки, а b - ширина дорожки. Для идеализированной дорожки в следе за цилиндром, рассматривавшейся Карманом, при $b \cong 2a$, значение l можно принять $l \cong 7a (b/l \approx 0.28)$. Это значение подтверждается экспериментально для параметров дорожки в дальней зоне следа. В простейшем случае (при азимуте точки отрыва $\theta^* \approx 90^\circ$) ширина идеальной дорожки равна $b \approx 2a$ и $\Delta_{2a} \approx 2.0a$. При азимуте точки отрыва $\theta^* \approx (120-150)^\circ$ ширина дорожки равна $b \approx a$ и $\Delta_{1a} \approx 1.0a$. По данным Коважного пространственный период дорожки в ближней зоне следа за цилиндром $l_{\exp} \cong 5.5 (b/l \approx 0.36)$ несколько меньше чем в регулярной дорожке $l \cong 7a$, наблюдаемой в дальней зоне следа [15]. На основании этих данных размер источника должен быть скорректирован, а именно $(\Delta_{2a})_{\exp} \approx 1.6a$, в то время как $(\Delta_{1a})_{\exp} \approx 0.8a$. Согласно такой оценке, выражая $D_c = 2R_c$ в терминах расстояния до поверхности цилиндра, измеренного в его калибрах (диаметрах $d = 2a$) $D_{c2a} = (1.5 \div 1.7)d$ и $D_{c1a} = (0.7 \div 0.8)d$ соответственно. Меньшее значение удаления границы от поверхности в предыдущих выражениях соответствует экспериментальным данным Коважного [15]. Эти данные прямого измерения параметров дорожки в области ее зарождения получены для течений с малым числом Рейнольдса - порядка 10^2. В экспериментах наблюдается сравнимое положение границы зоны формирования дорожки (см., например, рис.1). Речь в данном случае идет лишь об оценках - с ростом числа Рейнольдса период дорожки может несколько изменяться. Основная часть дорожки Кармана, расположенная вне пределов источника в следе, при удалении $x > l/2 + a$ по существу, на генерацию вихревого звука влияния не оказывает.

Для генерации вихревого звука течение должно обладать периодически изменяющейся ненулевой суммарной циркуляцией. Для того, чтобы правильно оценить циркуляцию, приходится либо решать трехмерную задачу, либо вводить (учитывать) изменение интенсивности двумерных вихрей при удалении от профиля.

Для установления связи между областью зарождения вихревой дорожки и положением эквивалентного источника переменной поперечной силы рассмотрим такую задачу. Пусть величина циркуляции одиночного вихря $\chi(r)$ изменяется при удалении от точки расположения вихря f_c в соответствии с законом $\chi(r) = \chi_0 \exp[-\beta(f_c + r)]$, где β - инкремент пространственного изменения циркуляции (например, затухания за счет действия молекулярной и турбулентной вязкости), а $\boldsymbol{\chi}_0$ - максимальное значение вектора циркуляции вихря, r горизонтальное расстояние от центра профиля. Тогда, с учетом двух соседних вихрей – только что возникшего и удаляющегося, итоговое значение поперечной силы составит $F_{\Sigma Y} \cong F_Y \exp(-\beta f_c)[1 - \exp(-\beta r)]$. В трехмерном случае правая часть в неоднородном уравнении Гельмгольца для звукового поля силы $\mathbf{F}_Y$ (диполя) сводится к $-\operatorname{div}\mathbf{F}_Y$ [6]. Поэтому, при расчете дивергенции на базе двумерной модели учтем, что амплитуда силы $F_{Y_0} = 2\pi\chi_0\rho U$ направлена по оси y, а $\operatorname{div}\boldsymbol{\chi}_0 = 0$. После вычисления дивергенции получим $-\operatorname{div}\mathbf{F}_{\Sigma Y} = -F_Y \beta \exp[-\beta(f_c + r)]$, в пределах изменения r, $0 < r < l/2$, где l - период дорожки. В рамках этой модели при максимальном изменении циркуляции удаляющегося вихря ($r = l/2$), правая часть волнового уравнения минимальна. Максимум правой части уравнения достигается при минимальном горизонтальном удалении вихря $r = 0$ (в апогее профиля). Видно, что при малых значениях β величина максимума

правой части неоднородного волнового уравнения пропорциональна инкременту пространственного затухания циркуляции. Если учесть различие условий возбуждения вихревого звука в различных средах, например, турбулентной вязкости (для воздуха и воды), то при одних и тех же геометрических размерах профиля – интенсивность источника в воздухе может быть на порядок выше, чем в воде. В отсутствие изменений циркуляции, например, в пренебрежении вязкостью – в идеальной жидкости излучение вообще отсутствует ($\beta = 0$). Речь в данном случае идет о локальном значении циркуляции течения (пропорциональном производной от средней величины пульсационной скорости по координате). Как легко видеть из экспериментальных данных Рис.1, несмотря на изменяющиеся с удалением от цилиндра, значения среднеквадратичных пульсаций давления (пропорциональных квадрату пульсационной скорости) величина циркуляция максимальна в начальном участке следа (Рис.1а) и быстро падает с удалением от цилиндра. Подобные же оценки лежали в основе исследования изменения интенсивности вихревого звука с числом Рейнольдса, что позволило установить неизвестную ранее закономерность изменения интенсивности вихревого звука с числом Рейнольдса [21].

Таким образом, следует заключить, что согласно проведенным оценкам, при азимуте точки отрыва $\theta^* \approx 90^\circ$, граница зоны формирования вихревой дорожки находится в пределах от 1.5 до 1.7 калибров от поверхности цилиндра, а при азимуте точки отрыва $\theta^* \approx (120-150)^\circ$ - в пределах 0.7 до 0.8 калибров от поверхности цилиндра. При этом размер источника также имеет тенденцию к уменьшению с откатом точки отрыва потока от апогея цилиндра (сужение дорожки). При изменении режима течения (например, при изменении числа Рейнольдса) положение и размер источника вместе с другими параметрами дорожки (периодом, шириной) могут изменяться. При этом, изменение параметров пульсаций давления в дальней зоне следа может служить индикатором изменений в ближней зоне, в том числе, положения и размеров зоны формирования источника звука.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных экспериментальных и теоретических исследований можно сделать следующие выводы:

1. Формирование вихревой дорожки в следе за цилиндром осуществляется на расстоянии, зависящем от азимута точки отрыва вихрей от его поверхности, но не далее, чем на расстоянии 1 - 4 диаметра цилиндра в диапазоне реализованных в экспериментах чисел Re. Само положение точки отрыва зависит от числа Re.
2. Исследование параметров вихревой дорожки в следе за цилиндром показало, что в отличие от идеальной дорожки Кармана, вблизи цилиндра в дорожке меняется как амплитуда, так и расстояние между максимумами пульсаций давления при удалении от цилиндра. При одной и той же скорости потока минимальное расстояние между максимумами наблюдается в зоне, где зарождается дорожка. При увеличении скорости потока эта зона приближается к поверхности цилиндра, как и максимум пульсаций давления в следе, что сопровождается ростом уровня пульсаций давления на цилиндре и интенсивности вихревого звука
3. Установлено, что источника звука находится не на поверхности цилиндра, а в зоне нерегулярности вихревого следа за цилиндром.
4. Экспериментально показано, что нарушение структуры следа путем перемещения препятствия по оси следа в область его нерегулярности приводит к уменьшению уровня пульсаций давления на поверхности цилиндра и интенсивности вихревого звука. При непосредственном контакте препятствия с зоной зарождения вихревой дорожки достигается полное прекращение генерации вихревого звука.
5. На основе законов гидродинамики двумерных течений жидкости за цилиндром, обтекаемым потоком воздуха и экспериментальных измерений распределения

пульсаций давления на поверхности и в следе, оценено расположение зоны зарождения вихревой дорожки в следе. Согласно теоретическим расчетам расстояние источника вихревого звука от поверхности цилиндра не должно превышать двух калибров цилиндра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Strouhal. Uber eine besondere Art der Tonerregung. Annalen der Physik und Chemie. Band V. 1878.
2. Юдин Е.Я. Исследование шума вентиляторных установок и методов борьбы с ним. Труды ЦАГИ, вып.713. Оборонгиз 1958. 227с.
3. Curle N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. // Pros. Roy. Soc. London A. 1955. Vol.2. P.505-514.
4. Phillips *O.M*. The Intensity of Aeolian Tones, J. Fluid Mech. 1956, 1, pt.6, P.607-624.
5, Doak P.E. Acoustic radiation from a turbulent fluid containing foreign bodies // Pros. Roy. Soc. London A. 1960. Vol. 254. P.129 – 145.
6. Etkin B., Korbacher G.K., Keefe H.T. Acoustic radiation from a stationary cylinder in a fluid stream (Aeolian tones). JASA, 1957, Vol.29, №1.
7. Powell A. Theory of vortex sound // J. Acoust. Soc. Amer. 1964. Vol. 36, №1. P.179 – 195.
8. Gerrard J.H. An experimental investigation of the oscillation lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices // J. Fluid Mech. 1961. Vol.11, № 2. P.244-256.
9. Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Остриков Н.Н. Новая интерпретация излучения звука плохообтекаемыми телами в приложении к задаче снижения шума. XX сессия Российского акустического общества. М. 2008. С.311.
10. В.Ф. Копьев, Н.Н. Остриков Н.Н. Исследование технологии снижения шума обтекания с помощью изменения формы поверхности плохообтекаемых тел. Тезисы докладов. Второй всероссийской открытой конференции по авиационной акустике. 2011. С.103 – 104.
11. Lord Rayleigh. Aeolian tones. Phil. Mag. Journ. Sci. 6-th Series, April 1915, P.433 – 444.
12. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208с.
13. Римский-Корсаков А.В., Баженов Д.В., Баженова Л.А. Физические основы образования звука в воздуходувных машинах. М.: Наука, 1988. 173с.
14. Karman Th.V. und Rubach A. Uber den Mechanismus des Flussigkeits und Luftwiderstandes. Phys. Zs. 13, 48, 1912.*Прандтль Л.* Гидроаэромеханика М. ГИИТЛ, 1952, 453с.
15. Kovasznay L.S.G. Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers // Pros. Roy. Soc. London A. 1949. Vol. 198. P. 174.
16. Lehnert R. Akustische Messungen an Wirbelstrassen hinter Kreiszylinder und ebener Platte. Phys. Zs. 38, 476, 1937.
17. Howe M.S. Theory of vortex sound. Cambridge texts in applied mathematics. Cambridge University Press 2003. P.216.
18. Williamson C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. // Annual Rev. Fluid. Mech. 1996.V.28: P.477-539.
19. Hogan J.D., Hall J.W. Experimental study of pressure fluctuations from yawed circular cylinders // AIAA Journal 2011 V.49. No.11. P.2346 – 2349.
20. Oertel H., Jr., Wakes behind blunt bodies. // Annual Rev. Fluid. Mech. 1990. V.22: P.539-564.
21. Баженова Л.А. Семенов А.Г. О влиянии числа Рейнольдса на интенсивность вихревого звука при обтекании цилиндрического профиля. // Акуст. журн. 2013, том 59, № 5.
22. Баженова Л.А. Источники вихревого звука. Сборник трудов XX11 сессии Российского акустического общества и сессии научного совета РАН. Т.1, М. “ГЕОС” 2010г, с.138-142.
23. Баженова Л.А К вопросу о механизме возникновения вихревого звука при обтекании потоком твердых неподвижных тел. Сборник трудов научной конференции, посвященной 100-летию А.В. Римского-Корсакова. М. “ГЕОС” .2010. С. 69 – 80.
24. Баженова Л. А. Влияние внешних воздействий на характеристики вихревого звука. // Акуст. журн. 2012. № 4. С. 411 – 418.
25. Баженова Л.А., Семенов А.Г. О локализации источников вихревого звука при обтекании цилиндрического профиля. Сб. трудов семинара “Акустика неоднородных сред” научной школы проф. Рыбака С.А.” М. 2012. С. 13 – 35.

Баженова Л.А., Семенов А.Г. К оценке положения источника вихревого звука при обтекании потоком жесткого профиля. Сборник трудов конференции РАО, Таганрог. С. 189 – 192.

назад к содержанию

к списку секций

СЕКЦИЯ – Биомедицинские приложения акустических волн

КРОВОТОК И ТЕПЛОПРОДУКЦИЯ В ПРЕДПЛЕЧЬЕ, ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ АКУСТОТЕРМОГРАФИИ
Аносов А.А., Казанский А.С., Мансфельд А.Д.……3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЕМА СФОКУСИРОВАННЫХ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
Буров В.А., Логинов С.В., Дмитриев К.В 11

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ФАЗИРОВАННЫХ РЕШЕТОК С РАЗЛИЧНЫМ КОЛИЧЕСТВОМ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТКАНЕЙ В ПРИСУТСТВИИ РЕБЕР
Ильин С.А., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А. 19

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СМЕЩЕНИЙ ТВЕРДЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ
Андреев В.Г., Шанин А.В., Демин И.Ю. 25

МОДЕЛЬ ПУЗЫРЬКА ГАЗА МИЛЛИМЕТРОВОГО РАЗМЕРА В БИОТКАНИ И ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ
Анненкова Е.А., Сапожников О.А., Цысарь С.А. 31

ГИСТОЛОГИЧЕСИЙ АНАЛИЗ МЕХАНИЧЕСКИХ РАЗРУШЕНИЙ В EX-VIVO ПОЧКАХ ЧЕЛОВЕКА И СВИНЬИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКА
B.A. Хохлова, Y.-N. Wang, С.В.Буравков, A.D. MAXWELL, T.D. Khokhlova, D.W. Lin, O.A. Сапожников, M.R. Bailey, G.R. Schade.....38

СОНОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ
Николаев А.Л., Гопин А.В., Андронова Н.В., Трещалина Е.М., Дежкунов Н.В.....46

МОЩНЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИЕ РЕШЁТКИ С ПЛОТНОЙ «УПАКОВКОЙ» ЭЛЕМЕНТОВ
Гаврилов Л.Р., Сапожников О.А., Хохлова В.А.....54

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ МОЩНОГО УЛЬТРАЗВУКА
Цысарь С.А., Сапожников О.А., Крейдер У. 62

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ МОЩНОГО МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО ТЕРАПЕВТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ВПЛОТЬ ДО ПРОЯВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ В ФОКУСЕ
Юлдашев П.В., Максвелл А., Крайдер В., Сапожников О.А., Бэйли М., Крам Л., Хохлова В.А. 67

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ
Соловьев А.В., Талипов Д.В., Бородин А.С., Тужилкин Д.А., Баклыкова Е.С. 71

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ФОТОКОАГУЛЯЦИИ СЕТЧАТОЙ ОБОЛОЧКИ ГЛАЗА
Шмелева С.М., Лыткин А.П., Карабутов А.А., Симонова В.А., Ларичев А.В. 74

ПРОБЛЕМЫ РЕСПИРАТОРНОЙ АКУСТИКИ
Коренбаум В.И. 80

АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АПО А1 И АПО В В СЫВОРОТКЕ КРОВИ
Клемин В.А., Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Клемина А.В., Демин И.Ю., Горшкова Т.Н. 85

НАГРЕВ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ПУЧКОМ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ОБРАЩЕННЫМ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ
Клопотов Р.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П. 89

КРОВОТОК И ТЕПЛОПРОДУКЦИЯ В ПРЕДПЛЕЧЬЕ, ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ АКУСТОТЕРМОГРАФИИ

Аносов А.А.[1)], Казанский А.С.[1)], Мансфельд А.Д.[2)]

[1] Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А.Котельникова, Москва
[2] Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: anosov@hotmail.ru

Внутренняя температура конечностей тела человека определяется температурой притекающей крови, а также теплотой, выделяющейся при различных химических реакциях. Для физиологии важно определить (и разделить) степень влияния и кровотока, и теплопродукции на изменение температуры. Методом акустотермометрии были получены параметры кровотока и теплопродукции в предплечье человека при физической нагрузке. Для измерений теплового акустического излучения был использован датчик многоканального акустотермографа, разработанного в ИПФ РАН (полоса пропускания 1.2-2.7 МГц, пороговая чувствительность при времени интегрирования 10 с – 0.3 К). Испытуемые (в измерениях участвовали 3 человека) сжимали-разжимали кисть в течение 100 с (за это время успевали совершать 120 ± 5 движений). При этом использовали два варианта проведения эксперимента: на плечо накладывали (чтобы снизить кровоток в предплечье) или не накладывали жгут. После работы испытуемый отдыхал, а измерения продолжались. Результаты измерений показывают, что температура предплечья сразу же начинала расти (быстрее без жгута) и достигала максимума (акустояркостная температура повышалась на приблизительно 1.5 К без жгута и на 0.5 К со жгутом) уже после окончания работы (через приблизительно 100 с без жгута и через 200 с со жгутом), после чего снижалась. Полученные данные позволили оценить удельный кровоток: 0.023 мин$^{-1}$ (что согласуется с литературными оценками: 0.02-0.07 мин$^{-1}$). В процессе работы кровоток увеличивался приблизительно в 7-8 раз. Величина теплопродукции к концу работы составляла 0.0043 К/с. Отметим, что дополнительно проводились измерения в ИК диапазоне, что позволяло следить за изменением температуры поверхности кожи. При расчетах глубинной температуры использовали уравнение теплопроводности, предложенное Пеннесом для тела человека, с учетом кровотока и дополнительных источников теплопродукции. Расчеты с использованием экспериментально полученных данных показывают, что максимум глубинной температуры предплечья в покое составляет 36 ^{0}C. Физическая нагрузка только за счет теплопродукции повышает эту температуру до 37 ^{0}C, а добавление кровотока – до 38 ^{0}C. Проведенные эксперименты позволили отработать методику акустотермографических измерений на испытуемых, что является важным этапом доведения метода до клинической практики.

Задача исследования закономерностей изменения температуры конечностей безболезненными неинвазивными методами ставилась в работах [1, 2]. В работе [1] исследовали, как влияют кровоток и метаболизм на изменение температуры бицепса при физической нагрузке. Для измерения глубинной температуры использовали радиотермографию (поверхностную температуру не контролировали). В работе [2] по результатам акустотермометрического контроля определяли параметры кровотока и теплопередачи (но не метаболизма) при охлаждении икроножной мышцы. Мы предполагаем исследовать влияние кровотока и теплопродукции на температуру предплечья человека. Изменять оба процесса будем (как в работе [1]) благодаря физической нагрузке, а измерять глубинную температуру (как в работе [2]) методом акустотермографии (отметим, что акустотермография является более глубинным методом по сравнению с радиотермографией [3]). Измерять поверхностную температуру будем с помощью инфракрасной термометрии [4].

Определить параметры кровотока и теплопродукции при физической нагрузке является не единственной задачей исследования. Акустотермографию можно использовать для контроля температуры при различных медицинских процедурах (например, при гипертермии [5]). Поэтому важно отработать методику измерений на испытуемых. Для этого необходимо уметь безболезненно менять глубинную температуру какого-либо участка тела человека. Достаточно просто это делать для предплечья при физической нагрузке.

Принципиальная схема акустотермометрического эксперимента представлена на рис. 1. Испытуемые (в измерениях участвовали 3 человека) сжимали-разжимали кисть 1. Для измерений теплового акустического излучения предплечья 2 был использован датчик 3 акустотермографа [6], разработанного в ИПФ РАН (полоса пропускания 1.2-2.7 МГц, пороговая чувствительность при времени интегрирования 10 с – 0.3 К). Принимаемый акустический сигнал преобразовывался в электрический, который усиливался, проходил через квадратичный детектор и усреднялся за 30 мс. С выхода акустотермографа сигнал подавался на 14-ти разрядный АЦП E14-140 (ЗАО «L-Card») с частотой дискретизации 1 кГц и поступал в компьютер, где проводилось дальнейшее усреднение данных. Поверхностную температуру руки измеряли портативным компьютерным термографом ИРТИС-2000 (www.irtis.ru) с чувствительностью 0.05 К, регистрировавшим тепловое электромагнитное излучение в инфракрасном (ИК) диапазоне.

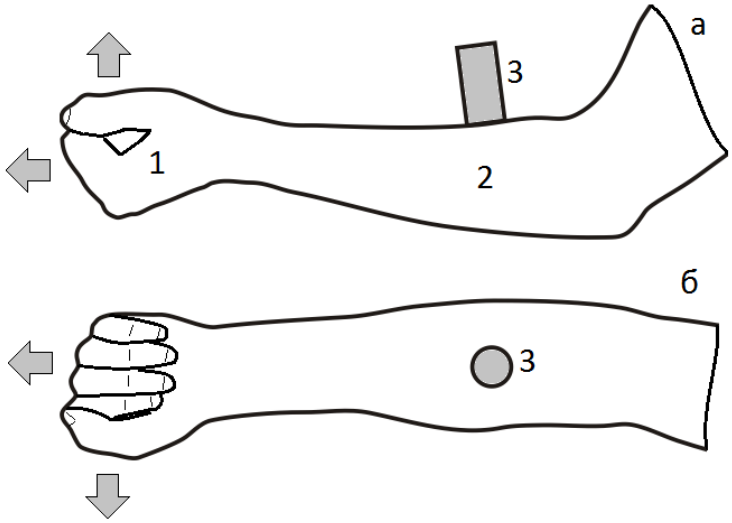


Рис. 1. Схема акустотермометрического эксперимента: вид сбоку (а) и вид сверху (б). 1 – сжатая левая кисть испытуемого (движения пальцев показаны стрелками), 2 – предплечье, 3 – датчик акустотермографа

Использовали уравнение теплопроводности, предложенное Пеннесом [7] для тела человека:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \eta\left(T - T_{depth}\right) + Q, \qquad (1)$$

где t – время, x – ось, направленная вглубь предплечья (x = 0, x = d – координаты ладонной и тыльной поверхностей предплечья, соответственно, d – толщина предплечья) T – меняющаяся во времени и в пространстве глубинная температура предплечья, T_{depth} = 37 ^{0}C – температура притекающей крови, η - удельный кровоток, a^2 – коэффициент температуропроводности, Q – дополнительные источники тепла внутри организма, не связанные с кровотоком. Мы считали, что без физической нагрузки Q = 0. Граничные условия определяются температурами поверхности предплечья с ладонной стороны T_{surf1} и с тыльной стороны T_{surf2}. Пока на поверхность предплечья не нанесен гель, температуры поверхностей совпадают T_{surf1} = T_{surf2} = T_{surf}. Мы считали, что в этом случае распределение температуры стационарно: $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$. Тогда решением уравнения (1) будет распределение температуры:

$$T(x) = T_{depth} + \frac{T_{surf} - T_{depth}}{1+\exp\left(-\sqrt{\frac{\eta}{a^2}}d\right)}\left[\exp\left(-\sqrt{\frac{\eta}{a^2}}x\right) + \exp\left(-\sqrt{\frac{\eta}{a^2}}(d-x)\right)\right]. \qquad (2)$$

Распределение температуры (2) является начальным условием для уравнения (1) после нанесения на предплечье геля. После этого температура поверхности предплечья с ладонной стороны меняется, а температура поверхности предплечья с тыльной стороны остается без изменений. Мы считали, что параметры уравнения (1) η и Q могут меняться во времени, но не меняются в пространстве. Решение уравнения (1) при заданных начальных и граничных условиях проводили численно.

Временные изменения акустояркостной температуры T_A определяли по формуле [8]:

$$T_A(t) = T_0 + \int_0^d \gamma \exp(-\gamma x)(T(x,t) - T_0)\, dx\,, \qquad (3)$$

где γ– коэффициент поглощения (по интенсивности) ультразвука в тканях предплечья. В данной модели мы предположили, что исследуемая среда – предплечье – акустически однородна, пренебрегли рассеянием ультразвука и считали, что коэффициент поглощения не меняется. В пользу предложенной модели скажем, что важно не само наличие или отсутствие неоднородностей, а их влияние на акустояркостную температуру. В работе [9] мы исследовали этот вопрос для пластилинового объекта: результаты показали, что влияние незначительных неоднородностей на акустотермометрический сигнал несущественно.

Таким образом, наша задача заключалась в том, чтобы подобрать меняющиеся во времени значения для кровотока и дополнительных источников тепла так, чтобы они согласовывались с экспериментальными данными.

Испытуемые сжимали-разжимали кисть в течение 100 с (за это время успевали совершать 120 ± 5 движений). Сценарий эксперимента был следующим: заранее (за несколько минут до начала измерений) на руку наносили гель для УЗИ пониженной вязкости (ООО "Гель-Медика", Россия). Далее использовали два варианта продолжения эксперимента: на плечо накладывали (чтобы снизить кровоток в предплечье) или не накладывали жгут. Такая методика измерений была предложена в работе [1]. Если жгут накладывали, то измерения длились 10 мин, если не накладывали, то 15 мин. Первые 100 с измерений рука находилась в покое, потом с сотой по двухсотою секунды испытуемые сжимали-разжимали кисть (или эксперимент проводили без физической нагрузки). После работы испытуемый отдыхал, а измерения продолжались. Результаты разных экспериментов, проведенных с одним испытуемым, отличались друг от друга незначительно (и для разных испытуемых основные тенденции сохранялись). Результаты четырех экспериментов (при физической нагрузке и без нее, с наложенным жгутом и без жгута) представлены на рис. 2. Приведены акустояркостные температуры, измеренные у одного испытуемого и усредненные по ансамблю (т.е. один и тот же эксперимент повторяли 3-5 раз и результаты усредняли). Из графиков видно, что, если физической нагрузки нет, акустояркостная температура предплечья немного (приблизительно на 0.7 К за 10 мин при наложенном жгуте и на 0.5 К за 15 мин без жгута) снижалась. Если осуществлялась работа, то акустояркостная температура сразу же начинала расти (быстрее без жгута) и достигала максимума (повышалась на приблизительно 1.5 К без жгута и на 0.5 К со жгутом) уже после окончания работы (через приблизительно 100 с без жгута и через 200 с со жгутом), после чего снижалась. Отметим, что в статье [1] были получены аналогичные результаты для работающего бицепса, за одним исключением: радиояркостная температура бицепса начинала расти не сразу с началом работы, а с некоторой задержкой. Для того, чтобы разобраться в этом вопросе, нам понадобились результаты измерений в ИК диапазоне (см. ниже).

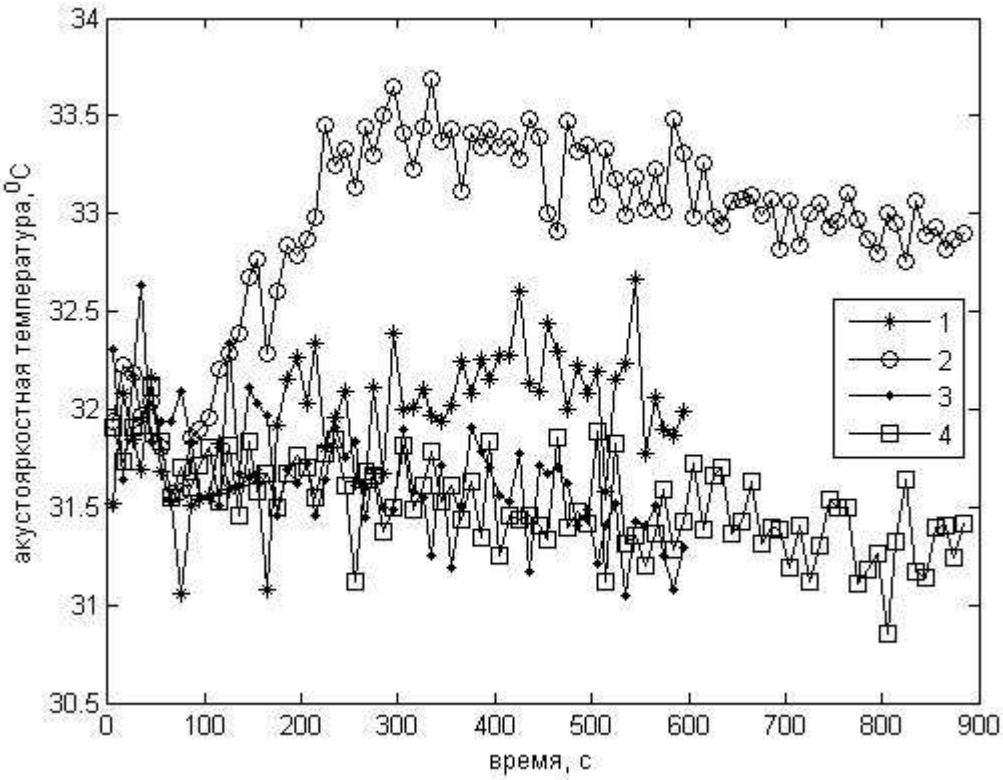


Рис. 2. Временные изменения измеренной акустояркостной температуры левого предплечья испытуемого при физической нагрузке (1, 2) и без нее (3, 4), с наложенным жгутом (1, 3) и без жгута (2, 4). Работа проводилась с сотой по двухсотую секунды. Результаты при физической нагрузке без жгута (1) усреднены по данным пяти, в остальных случаях (2-4) трех экспериментов

Сценарий измерений теплового электромагнитного излучения в ИК диапазоне с поверхности руки совпадал со сценарием акустических измерений за одним исключением: на предплечье не наносили гель. Результаты измерений, проведенных с разными испытуемыми, отличались друг от друга только начальной температурой поверхности предплечья, а основные тенденции изменения температуры оставались без изменений. Из данных ИК измерений следует, что существенно меняется (и растет, и падает) температура в тех местах поверхности, под которыми проходят вены. Поверхностная температура других областей меняется не значительно. На поверхности руки выделены три характерные точки, для которых на рис. 3 приведены временные зависимости температуры. Под точкой 1 крупных вен нет, и ее температура за 15 минут повысилась приблизительно на 0.2 К. Точка 2 расположена на таком месте предплечья, под которым находится крупные вены предплечья, и ее температура начала повышаться с началом работы и увеличилась за 200 с на 0.7 К, после чего последовал медленный спад. Точка 3 расположена на плече, над латеральной подкожной веной руки. Температура точки начала увеличиваться с началом работы (за 200 с выросла приблизительно на 0.7 К), продолжала расти после ее окончания и через 300 с после начала измерений стала достаточно быстро уменьшаться. Анализ изменения температуры этой точки позволил нам сделать выводы, используемые в дальнейшем. Во-первых, кровоток усиливается сразу после начала работы, и следовательно, сразу же начинает разогреваться работающая мышца. Этот вывод представляется естественным, однако в работе [1] авторы, исследуя температуру бицепса методом радиотермографии, предположили, что в начале работы существует период, когда температура мышцы не

повышается. Их предположение подтверждалось экспериментальными данными о том, что радиояркостная температура работающего бицепса возрастала с некоторой задержкой. По-видимому, наблюдавшийся ими эффект был связан с недостаточной глубинностью радиотермографии. Во-вторых, повышенный кровоток наблюдается еще в течение некоторого времени после завершения работы, после чего спадает (этот вывод повторяет результат работы [1]).

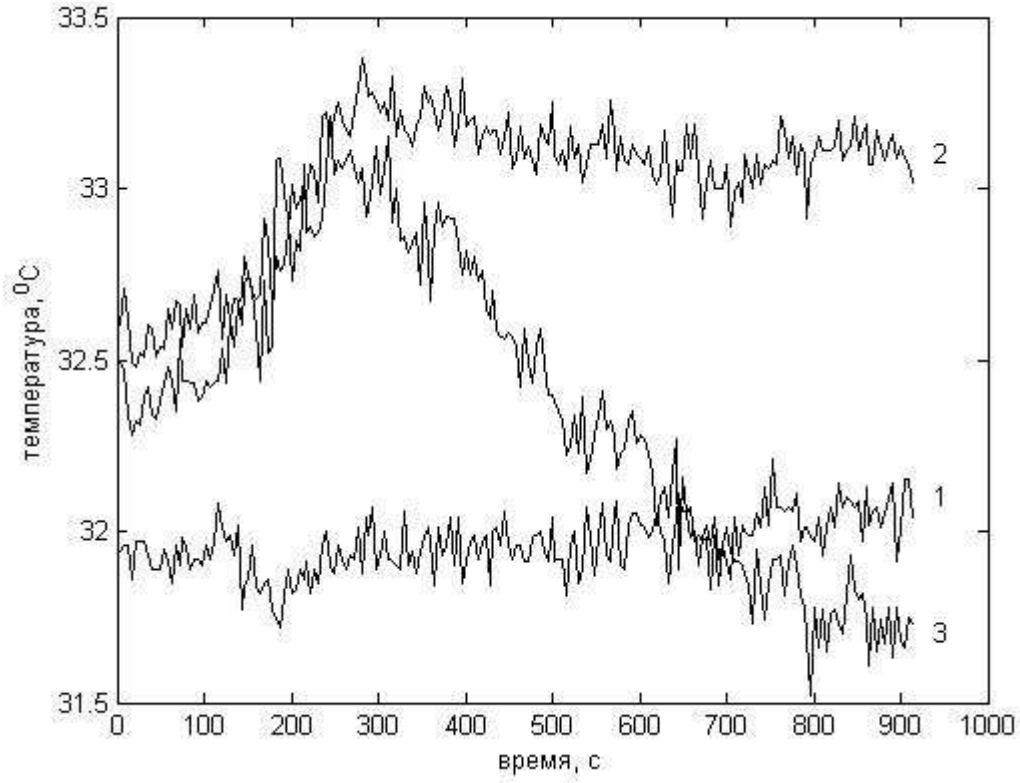


Рис. 3. Временные зависимости поверхностной температуры предплечья (1, 2) и плеча (3) в точках, показанных на рис. 3

При обсуждении результатов необходимо ответить на вопрос: насколько предлагаемая модель (с учетом уравнения теплопроводности) соответствует экспериментальным данным? Начнем с наиболее простых случаев без физической нагрузки: как объяснить незначительное снижение акустояркостной температуры? В этих условиях уравнение теплопроводности определяется выражением (1), при условии, что $Q = 0$. Мы считали, что начальное распределение температуры соответствовало выражению (2) при поверхностной температуре $T_{surf} = 32\ ^0$C. Толщина предплечья составляла $d = 8$ см. Величину коэффициента температуропроводности взяли из литературных данных [10]: $a^2 = 0.12$ мм^2/с. Эту величину принято считать постоянной для мягких тканей организма. Отметим, что неизвестной осталась величина кровотока η. Рассмотрим граничные условия. Мы предположили, что снижение акустояркостной температуры вызвано нанесением геля комнатной температуры (20 ^{0}C) на предплечье. ИК измерения показывали, что температура нанесенного геля за счет более теплой кожи постепенно увеличивалась, приблизительно за 4 минуты дошла до 25 ^{0}C, после чего перестала меняться и оставалась таковой в течение всего эксперимента. Изменение температуры ладонной поверхности предплечья $T(0, t)$ аппроксимировали экспоненциальной зависимостью:

$$T(0,t) = 20 + 5\left(1 - \exp\left(-\frac{t+480}{50}\right)\right), [t] = \text{с}, [T] = {}^0\text{C}. \quad (4)$$

Мы начинали измерения через 8 минут после нанесения геля, когда поверхностная температура практически переставала меняться. Температура поверхности тыльной стороны предплечья оставалась постоянной: $T(d, t) = 32\ ^0$C.

Перед тем как начать измерения, на плечо накладывали (или не накладывали) жгут. Сначала рассмотрим случай без жгута. Наша задача – сначала решить уравнение (1), потом рассчитать по уравнению (3) акустояркостную температуру. При этом подобрать величину η таким образом, чтобы рассчитанная акустояркостная температура соответствовала экспериментальным данным. Подобранная (см. рис. 4а) величина η составила 0.023 мин$^{-1}$, что согласуется с литературными оценками [10]: 0.02-0.07 мин$^{-1}$. Отметим, что аналогичная оценка получена в работе [2] методом акустотермографии для икроножной мышцы человека. Таким образом, медленный спад акустояркостной температуры можно объяснить нанесением на поверхность предплечья геля комнатной температуры и дальнейшими (достаточно длительными) изменениями профиля глубинной температуры.

Теперь рассмотрим случай без физической нагрузки, но с наложением жгута на плечо. Ситуация полностью аналогична предыдущей, но перед самым началом измерений плечо пережали жгутом. Такое наложение снизило кровоток, но говорить о том, что доступ крови к предплечью полностью прекращен, не было оснований. Мы предположили, что поток крови при пережатии скачком снизился на некоторую величину:

$$\eta = \eta_0\big(1 - k\theta(t)\big), \qquad (5)$$

где η_0 – величина кровотока до пережатия (именно эту величину надо подставить в начальное условие (2)), k – коэффициент, показывающий относительное уменьшение кровотока из-за пережатия,

$$\theta(t) = \begin{cases} 0, t < 0 \\ 1, t \geq 0 \end{cases} \qquad (6)$$

– функция Хевисайда. В этом случае, решая уравнения (1) и (3), надо подобрать величины η_0 и k таким образом, чтобы акустояркостная температура соответствовала экспериментальным данным. Подобранная (см. рис. 4б) величина η_0 составила 0.027 мин$^{-1}$, что немного выше, чем в предыдущем случае. Коэффициент k составил k = 0.4, что соответствует уменьшению кровотока на 40 %. Таким образом, спад акустояркостной температуры по-прежнему определяется нанесением геля и уменьшением кровотока за счет наложения жгута.

Перейдем к измерениям температуры пережатого предплечья при физической нагрузке. Ситуация до сотой секунды измерений полностью аналогична предыдущей, но при работе мышцы существенно меняется теплопродукция. Именно этим можно объяснить наблюдаемое нарастание (приблизительно с сотой по четырехсотою секунду), а затем спад акустояркостной температуры (см. рис. 4в, г). В связи с этим в уравнение (1) мы добавили источник тепла Q. Как меняется во времени нарастание теплопередачи, точно указать по экспериментальным данным мы не можем. Поэтому мы предположили наличие ступенчатой зависимости:

$$Q = Q_1\theta(t - 100) - Q_2\theta(t - 400), [t] = \text{с}. \qquad (7)$$

Необходимо подобрать величины Q_1 и Q_2 таким образом, чтобы рассчитанная акустояркостная температура соответствовала экспериментальным данным. Кроме этого для лучшего приближения пришлось подобрать и величину η_0 кровотока до пережатия. Подобранные (см. рис. 4в) величины составили: η_0 = 0.021 мин$^{-1}$, Q_1 = 0.0043 К/с, Q_2 = 0.0035 К/с. Таким образом, подъем (и дальнейший спад) акустояркостной температуры при пережатом плече можно отнести за счет повышения (последующего понижения) теплопродукции.

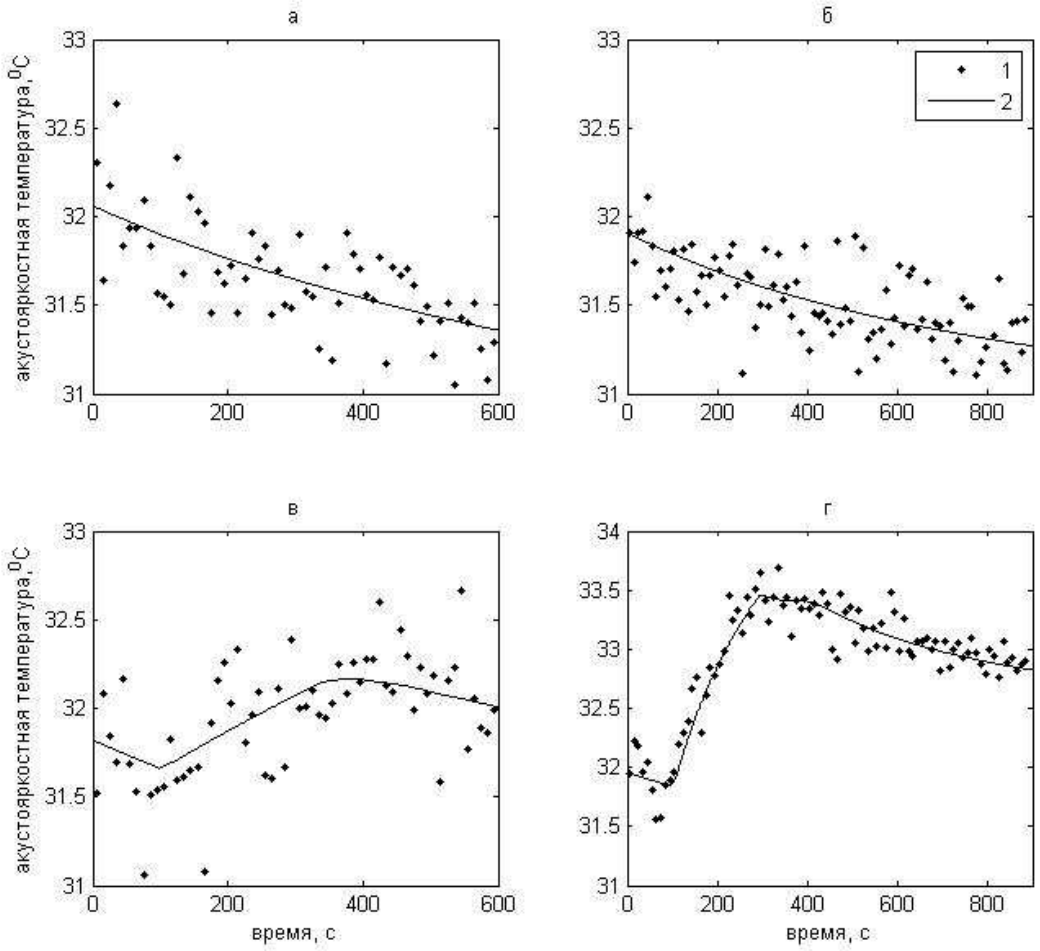


Рис. 4. Экспериментальные (1) и расчетные (2) временные зависимости акустояркостных температур предплечья испытуемого без физической нагрузки (а, б) и при физической нагрузке (в, г), с наложенным жгутом (а, в) и без жгута (б, г)

Последний эксперимент связан с измерениями температуры предплечья при физической нагрузке. Ситуация полностью аналогична предыдущей, но при работе мышцы резко усиливается кровоток. Для определения временных зависимостей кровотока мы воспользовались выводами (см. выше), полученными при анализе изменений температуры точки плеча над латеральной подкожной веной руки. У нас нет возможности определить точную функцию кровотока во времени. Мы предположили (как и для теплопродукции) наличие ступенчатой зависимости:

$$\eta = \eta_0[1 + K(\theta(t - 100) - \theta(t - 300))], [t] = \text{с}, \qquad (8)$$

где 300 с – время, когда кровоток (согласно данным ИК тепловидения) уменьшился, K – коэффициент, показывающий относительную величину добавочного кровотока при физической нагрузке. Все параметры нам известны из предыдущих случаев, осталось только подобрать величину K. Кроме этого для лучшего приближения пришлось подобрать новые значения для величин η_0 и Q_2. Подобранные (см. рис. 4г) величины составили: K = 6.5, η_0 = 0.024 мин$^{-1}$, Q_2 = 0.003 К/с. Это означает, что при работе мышц предплечья кровоток увеличивается в 7.5 раз. Оценки, полученные в работе [1], аналогичны: при работе бицепса кровоток вырастал в 10 раз. Отметим, что разница в величинах начального кровотока (0.021-0.027 мин$^{-1}$) при одних и тех же начальных

условиях эксперимента определяется различием измеренных акустояркостных температур приблизительно в 0.3 К (эта величина соответствует погрешности измерений).

Расчеты показывают, что максимум глубинной температуры предплечья в покое (а также при нанесенном геле, при наложенном жгуте или без жгута) составляет 36 ^{0}C. Физическая нагрузка только за счет теплопродукции (при наложенном жгуте) повышает эту температуру до 37 ^{0}C, а увеличение и теплопродукции, и кровотока – до 38 ^{0}C.

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-00239).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захарченко И.И., Пасечник В.И. Кинетика тепловых процессов в мышце человека / Биофизика, 1991, Т.36, №4, С.655-659.
2. Герасимов В.В., Гуляев Ю.В., Миргородский В.И., Пешин С.В., Сабликов В.А. Диагностика систем терморегуляции человека с помощью акустотермометра (на примере исследования икроножной мышцы)/ Радиотехника и электроника. 1993. Т. 10. С.1904-1911.
3. Гуляев Ю.В., Годик Э.Э., Дементиенко В.В., Пасечник В.И., Рубцов А.А. О возможностях акустотермографии биологических объектов./ Докл. АН СССР. 1985. Т.283. №6. С.1495-1499.
4. Годик Э.Э., Гуляев Ю.В. Человек “глазами радиофизики” / Радиотехника, 1991, №8, С.51-62.
5. Аносов А.А., Сергеева Т.В., Алехин А.И., Беляев Р.В., Вилков В.А., Иванникова О.Н., Казанский А.С., Кузнецова О.С., Лесс Ю.А., Мансфельд А.Д., Санин А.Г., Шаракшанэ А.С., Луковкин А.В. Акустотермометрическое сопровождение лазериндуцированной интерстициальной гипертермии молочной и щитовидной желез. Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, 2008, №5, С.55-64.
6. Аносов А.А., Беляев Р.В., Вилков В.А., Казанский А.С., Мансфельд А.Д., Шаракшанэ А.С. Динамическая акустотермография. Акуст. журн. 2009. Т.55. №4-5. С. 436-444.
7. Pennes H.H. Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm. Journal of applied physiology. 1948. 1 (2). P.93-122.
8. Passechnik V.I. Verification of the Physical basis of acoustothermography / Ultrasonics, 1994, V.32, P.293-299.
9. Аносов А.А., Беляев Р.В., Вилков В.А., Дворникова М.В., Дворникова В.В., Казанский А.С., Курятникова Н.А., Мансфельд А.Д. Акустотермометрическое восстановление профиля глубинной температуры с использованием уравнения теплопроводности / Акуст. журн. 2012. Т.58. №5, С.592-599.
10. Svaasand L.O., Gomer C.J., Welch A.J. Thermotics of Tissue. In: Moller G.J., Sliney D.H. (eds). Dosimetry of Laser Radiation in Medicine and Biology. SPIE. Inst. Ser. IS 5. 1989, P.133-145.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЕМА СФОКУСИРОВАННЫХ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Буров В.А., Логинов С.В., Дмитриев К.В.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва

E-mail: loginov@physics.msu.ru

Акустические методы определения внутренней температуры интересны для медицинской диагностики. Корреляционный подход позволяет определить раздельно температуру, скорость звука и коэффициент поглощения в исследуемом объекте. Проведены эксперименты по корреляционному приему предварительно сфокусированного излучения от искусственных (квазитепловых) и естественных (тепловых) источников. Зафиксирована корреляция для искусственного источника с контрастом температуры ≈ 20 K, и для естественного теплового источника с контрастом температуры ≈ 10 K. Первые экспериментальные результаты свидетельствуют о возможности дальнейшей работы по созданию акустического корреляционного термотомографа с предварительной фокусировкой термоакустических полей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача восстановления параметров объекта по собственному тепловому акустическому излучению является весьма интересной, с точки зрения фундаментальной науки, и многообещающей, с точки зрения прикладной науки. Одновременно можно отметить повышенный интерес к термотомографированию в целях медицинской диагностики [1–5]. Область локализации опухоли имеет более высокую температуру, чем ткань без новообразований. К тому же, в окружающей опухоль, но пока ещё здоровой ткани происходит рост кровеносных сосудов, увеличивается приток кислорода. Значит, область повышенной температуры по своим размерам может превышать область злокачественного роста. С другой стороны, термотомография позволяет обнаружить аномально холодные области, например, с нарушением кровообращения. Задача о томографировании пространственного распределения температуры возникает также при проведении лечения злокачественных новообразований с помощью гипертермии. Однако в настоящее время, в связи с переходом на HIFU-методы (High Intensity Focused Ultrasound), не требующие оперативной и точной информации о температуре в области воздействия, интерес к гипертермии спадает.

Термотомография может осуществляться с помощью СВЧ-радиометрии [3], акустотермометрии, ЯМР-термометрии [6]. СВЧ-термометрия эффективно дает высокое разрешение, но только в приповерхностной области. ЯМР-термометрия слишком дорога для широкого использования. Использование же акустических схем позволяет в перспективе получить безопасный, относительно дешёвый метод диагностики внутренних органов.

Вышесказанное свидетельствует об актуальности создания акустических термотомографов.

2. ОСНОВЫ АКУСТИЧЕСКОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ТЕРМОТОМОГРАФИИ

Наличие акустического поглощения, согласно флуктуационно-диссипационной теореме, порождает тепловое излучение. Для стандартных частот, используемых в медицинской акустике ($10^6 - 10^7$ Гц), тепловое излучение можно считать

некоррелированным белым шумом, распределенным по нормальному закону. В настоящее время в литературе обсуждаются возможности двух подходов: интенсиометрического [7–9] и корреляционного [10–15]. Интенсиометрический подход аналогичен интенсиометрии в СВЧ-радиофизике, где регистрируется интенсивность излучения от удаленного источника. Однако в медицинских акустических прикладных задачах, как правило, нет отдельных очень ярких источников (контраст по температуре составляет до 1–2 градусов). Кроме того, между излучающим элементом разрешения и приемником находится часть объекта, имеющая свою температуру и коэффициент поглощения и вносящая существенный вклад в общую интенсивность излучения объекта. Поэтому принимаемый сигнал содержит информацию не только о коэффициенте поглощения и температуре того элемента разрешения, который его породил, но и обо всех тех областях объекта, через которые проходило тепловое излучение. Извлечь эту информацию раздельно можно с помощью корреляционной обработки получаемых сигналов.

Принципиальные особенности корреляционной акустической термотомографии были рассмотрены в [11, 12]. Было показано, что в условиях изотропного фонового излучения итоговый корреляционный эффект при разностных временных задержках создается за счет термоакустических источников с пространственной плотностью мощности $I^0(\mathbf{r}) \sim 2\alpha(\mathbf{r})\left[T(\mathbf{r}) - T_{\text{bg}}(\mathbf{r})\right]$, где $T(\mathbf{r})$ и $\alpha(\mathbf{r})$ – собственная температура и амплитудный коэффициент поглощения элемента разрешения с центром в точке $\mathbf{r}$, $T_{\text{bg}}(\mathbf{r})$ – температура фонового излучения. В случае $T(\mathbf{r}) = T_{\text{bg}}(\mathbf{r})$ происходит полная компенсация поглощения падающего фонового излучения и собственного излучения для элемента разрешения. Если же фоновое излучение анизотропно (например, за счет использования анизотропной подсветки, создающей разную температуру фонового излучения для разных приемников), возможно раздельное восстановление скорости звука, температуры и поглощения в объекте. При создании анизотропии фонового излучения возникают источники типа $I^0(\mathbf{r}) \sim v(\mathbf{r})\,\delta T_{\text{bg}}(\mathbf{r})$, где $\delta T_{\text{bg}}(\mathbf{r})$ – разность эффективных фоновых температур для двух приемников; $v(\mathbf{r}) = \dfrac{\omega^2}{c_0^2} - \dfrac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})}$ – функция, характеризующая отличие скорости звука в объекте $c(\mathbf{r})$ от скорости звука в окружающей фоновой среде c_0 [12]. Для набора разных $\delta T_{\text{bg}}(\mathbf{r})$ может быть получена система уравнений, решение которой дает все искомые характеристики элемента разрешения, т.е. $T(\mathbf{r})$, $T_{\text{bg}}(\mathbf{r})$, $\alpha(\mathbf{r})$, $v(\mathbf{r})$, причем это восстановление достигается при неизменной конфигурации приемников.

Для увеличения отношения сигнал/помеха необходимо регистрировать как можно больше излучения из элемента разрешения. Этого можно добиться применением фокусировки. В схемах с фокусирующими зеркалами, размер максимального из которых много больше апертуры приемника, сбор излучения осуществляется относительно небольшим (по сравнению с полной кольцевой схемой без фокусировки) числом приемников. Таким образом, перспективным является создание малоэлементного корреляционного термотомографа, использующего фокусировку и способного создавать анизотропную подсветку для каждого элемента разрешения объекта.

Схема корреляционных термоакустических измерений и реализация анизотропной подсветки в томографической системе с фокусирующими зеркалами предложена в работе [15], где предполагалось размещение оптических центров фокусирующих зеркал по окружности. В [16] осуществлена модификация этой схемы. В модифицированной схеме (рис. 1) сканирование исследуемого объекта осуществляется одновременно по всем его элементам разрешения, которые

расположены вдоль прямой линии *O'O"*, принадлежащей плоскости томографирования. Каждый элемент разрешения представляет собой область с размерами $\cong (5\times5\times5)$ мм^3. Отказ от высокого пространственного разрешения является допустимым, поскольку из-за кровотока и теплопроводности в человеческом теле нет резких перепадов температур. В то же время, снижение пространственного разрешения позволяет добиться одновременного повышения разрешения по температуре (вплоть до 0.1 K).

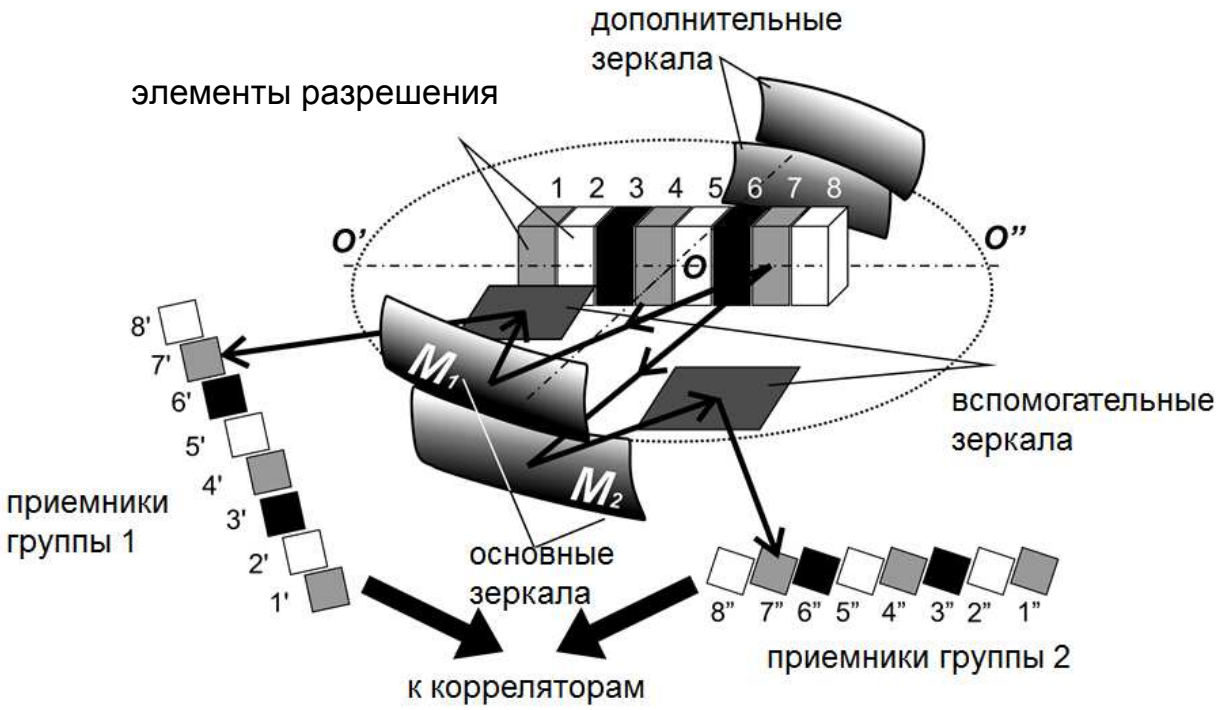


Рис. 1. Схема корреляционных термоакустических измерений и реализация анизотропной подсветки в системе с фокусирующими зеркалами

Сигнал от каждого элемента разрешения попадает в фокусирующую систему, образованную двумя основными фокусирующими зеркалами M_1 и M_2, а также двумя плоскими вспомогательными зеркалами. Зеркала M_1 и M_2 представляют собой сегменты сфер радиусом 20–30 см и линейными размерами до 20 см. Действительные изображения элементов разрешения, создаваемые сферическими зеркалами, оказываются лежащими внутри объекта. Поэтому используются также плоские вспомогательные зеркала, с помощью которых изображения выносятся во внешнюю область, где располагаются две группы приёмников, соответствующие каждому из зеркал. Таким образом, фокусирующая система создает два действительных изображения каждого элемента разрешения (например, элемент 7 на рис. 1). Одному и тому же элементу разрешения соответствует пара приёмников, – один приемник из первой группы, другой из второй группы; такие приёмники (7' и 7") размещены в местах локализации изображений элемента разрешения и называются сопряженными. Сигналы с сопряженных приемников подаются на усилители и затем коррелируются.

В направлении, перпендикулярном плоскости томографирования, основные фокусирующие зеркала M_1 и M_2 расположены одно под другим; за счет этого достигается близость центров зеркал. Следовательно, оба изображения заданного элемента разрешения имеют сходную структуру, что повышает коэффициент корреляции сигналов на сопряженных приемниках. С другой стороны, проекции зеркал M_1 и M_2 на плоскость томографирования имеют большую степень перекрытия.

Одновременно, главные оси основных зеркал M_1 и M_2 отклонены, соответственно, вниз и вверх от плоскости томографирования на угол $\approx 10°$. За счет этого параксиальное приближение выполняется сразу для обоих зеркал лучше, чем в первоначальной схеме [15], где упомянутые перекрытие и отклонение осей отсутствовали. Источник термоакустического сигнала, т.е. томографируемый элемент разрешения, должен находиться в параксиальной области зеркал, – в противном случае, его изображение будет диффузным (кома). Это равносильно возникновению сильных различий в разности хода (между элементарным источником внутри элемента разрешения и его изображением) для разных участков одного и того же элемента разрешения, что снижает эффективность корреляционной обработки. Кроме того, описанное взаимное расположение фокусирующих зеркал должно позволить увеличить допустимый размер предметной области вдоль оси *O'O*".

Рассмотренная схема позволяет достаточно легко ввести регулируемую анизотропную подсветку элементов разрешения. Для этого с противоположной стороны объекта размещается фокусирующая система, состоящая из дополнительных сферических и вспомогательных плоских зеркал (последние на рис. 1 не изображены). Дополнительная фокусирующая система центрально симметрична относительно точки *O* рассмотренной выше фокусирующей системе; однако группы приёмников заменены на группы излучателей (они также не изображены на рис. 1). Тепловое или квазитепловое излучение, создаваемое каждой парой таких сопряжённых излучателей (сопряженные излучатели данной пары генерируют излучение поочередно), приходит на соответствующий элемент разрешения с разных направлений. Таким образом, формируется анизотропная подсветка отдельно для каждого элемента разрешения.

3. ТЕХНИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕРМОТОМОГРАФА

Сконструированная экспериментальная установка представляла собой упрощенный вариант акустического корреляционного термотомографа с фокусировкой, изображенного на рис. 1. Установка, состоящая из двух основных фокусирующих сферических зеркал, двух вспомогательных зеркал и двух приемников, была предназначена для работы с единственным элементом разрешения объекта и имела своей целью показать принципиальную возможность корреляционной термотомографии с фокусировкой. Анизотропная подсветка в данном упрощенном варианте не предусматривалась. Все акустические части экспериментальной установки находились в кювете с водой. Дно и стенки кюветы были заглушены резиной для создания изотропной фоновой подсветки и для подавления паразитных отражений. Радиус сферических зеркал R_0 составлял 23 см. Пространственный радиус корреляции $d_{\text{кор}}$ для источника в виде элемента разрешения с линейным размером $\ell \cong 5$ мм при частоте $\cong 1$ МГц, на расстоянии наблюдения, близком к радиусу зеркал R_0, составляет $d_{\text{кор}} \cong \dfrac{\lambda_0}{\phi} \cong \dfrac{\lambda_0 R_0}{\ell} \cong 10$ см. Здесь ϕ – угловой размер элемента разрешения на расстоянии наблюдения. Поскольку источник является шумовым, оба основных фокусирующих зеркала должны находиться в пределах пространственного радиуса корреляции; по этой причине размеры зеркал были выбраны 10 см по горизонтали и 4 см по вертикали.

Эксперименты проводились с искусственным (квазитепловым) и естественным (тепловым) источниками. Искусственным источником служил пьезопреобразователь в виде цилиндра диаметром 1.5 мм и высотой 7 мм. Этот источник использовался для оценки качества установки и её точной юстировки. В результате, коэффициент корреляции сигналов, приходящих на приемники от искусственного источника, подключенного к шумовому генератору, достигал 0.7. Естественным источником являлся нагретый кусок медицинского резинового бинта размером $5\text{ мм} \times 5\text{ мм}$ и

толщиной $h \approx 0.5$ мм. Интегральное (по толщине) измеренное поглощение в нем составляло ≈ 1 дБ. Для термостатирования бинт подвешивался в пластиковом цилиндре диаметром 5 см и толщиной стенки ≈ 0.5 см. Цилиндр имел акустически прозрачные окошки и заполнялся горячей водой (≈ 70–80°C). Для уменьшения конвекции в цилиндр вкладывался меньший цилиндр из акустически прозрачной пленки. Приемники и источники позиционировались с помощью телескопических подставок, прикрепляемых с помощью магнитов к основанию установки.

Приемные преобразователи были сделаны из плоской пьезокерамики типа ЦТС-19 толщиной 1.5 мм. Размер чувствительной части преобразователей составлял 5 мм×10 мм. Соотношение сигнал/помеха для корреляционных систем зависит от фактора накопления: $\frac{S}{N} \sim \sqrt{\tau_0 \Delta f}$, где S – амплитудный отклик коррелятора на сигнал, N – амплитудный отклик коррелятора на помеху, τ_0 – продолжительность времени наблюдения накопления, Δf – полоса частот. Для систем медицинской диагностики целесообразно уменьшение времени накопления за счет увеличения Δf. В целях расширения рабочей полосы частот преобразователей часто применяется задний поглощающий слой. Однако такой метод неэффективен в случае термотомографии, поскольку при этом значительная часть теплового акустического излучения, попадающего на пьезокерамику, приходит от поглощающего слоя, а не от исследуемого объекта. Для расширения частотной полосы используемых приемных преобразователей было сделано просветление в виде четвертьволнового слоя; при этом с обратной стороны пьезокерамика опиралась на пробку.

Перед оцифровкой сигналы с приемников подавались на два одинаковых малошумящих усилителя с коэффициентом усиления 89 дБ и с рабочей полосой $(0.9-1.5)$ МГц по уровню 6 дБ. Фазовая идентичность усилителей была не хуже 5° во всей частотной полосе, шум-фактор составлял 2 дБ для источника 300 Ом. Для оцифровки усиленных сигналов использовалась плата производства National Instruments PXI-6115, позволявшая проводить измерение в течение 20 с. Сигналы с двух физических входов платы оцифровывались с частотой 6 МГц.

Во всех экспериментах на выходе коррелятора вблизи нулевой временной задержки $\tau = 0$ наблюдался пик за счет электромагнитной коррелированной помехи (дальнейшая работа по усовершенствованию установки предполагает уменьшение влияния помех такого рода). Амплитуда этого пика намного превышала как амплитуду отклика коррелятора на некоррелированную помеху, так и амплитуду пика собственно от томографируемого источника. Поэтому в один из каналов фокусирующей системы вносилась задержка $\cong 20$ мкс, что позволяло разделять по времени корреляционные пики от электромагнитной наводки и от полезного термоакустического сигнала. Выбранное значение задержки определялось тем, что для использованного времени накопления $\tau_0 = 20$ с уровень корреляционного отклика от электромагнитной коррелированной помехи при $\tau \approx 15$ мкс уже уменьшался до амплитуды отклика от некоррелированного шума.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для уменьшения вклада коррелированной электромагнитной помехи в итоговую корреляционную функцию $K(\tau)$, получаемую для фиксированного томографируемого источника, предварительно проводилось несколько измерений в отсутствие упомянутых искусственного и естественного источников в кювете. Усредненная по этим измерениям корреляционная функция, содержащая, главным образом, вклад от электромагнитной помехи, вычиталась из корреляционных функций $K(\tau)$ уже в присутствии томографируемых источников. Так, на рис. 2 и рис. 3 приведены

корреляционные функции, из которых предварительно вычиталась корреляционная функция коррелированной помехи.

Использование в эксперименте искусственного (пьезокерамического) источника требовало предварительной калибровки, позволяющей связать подаваемое с шумового генератора напряжение с эквивалентной температурой создаваемого термоакустического излучения. Калибровка проводилась на основании знания шум-фактора усилителей и фоновой температуры излучения стенок кюветы T_{bg}. В эксперименте эквивалентная температура излучения искусственного источника задавалась на ≈ 20 K выше температуры стенок кюветы.

В случае томографирования естественного источника (резинового бинта), в режиме без анизотропной подсветки наблюдается термоакустический источник с пространственной плотностью мощности $I^0 \sim 2\alpha\left[T - T_{\text{bg}}\right]$. Поскольку использовавшийся естественный источник имел небольшое полное поглощение (1 дБ), контраст $T_{\text{изл}} - T_{\text{bg}}$ между эквивалентной температурой излучения этого источника $T_{\text{изл}}$ и фоновой температурой излучения T_{bg} был значительно меньше контраста $T - T_{\text{bg}}$ собственной температуры источника T. Значение $T_{\text{изл}} - T_{\text{bg}}$ можно оценить как значение контраста акустояркостной температуры бинта:

$$T_{\text{изл}} - T_{\text{bg}} \cong \int_0^h 2\alpha\left(T - T_{\text{bg}}\right)\exp(-2\alpha x)\,dx = \left(T - T_{\text{bg}}\right)\left\{1 - \exp(-2\alpha h)\right\},$$

что составляет $\approx 10\,\text{K}$ при $T - T_{\text{bg}} \approx 60\,\text{K}$. Величина $1 - \exp(-2\alpha h) \approx 0.2$, соответствует поглощению 20% мощности проходящего через бинт излучения, т.е. поглощению 1 дБ.

На рис. 2 и рис. 3 приведены нормированные на свое максимальное значение корреляционные функции в случае искусственного и естественного источников, соответственно. Наблюдаются максимумы на временах задержки $\tau = 30$ мкс и $\tau = 21$ мкс, являющиеся откликами коррелятора на искусственный и естественный источник (соответственно) при задержке τ, равной разности времен распространения от источника до двух приемников. То обстоятельство, что мощности излучения искусственного и естественного источников отличаются примерно в два раза, выражается в том, что амплитуда пика от источника для ненормированных корреляционных функций $K(\tau)$ оказалась примерно в два раза больше в случае искусственного источника. На нормированных же графиках $K(\tau)/\max K(\tau)$ видно, что отношение амплитуды пика от источника к характерной амплитуде отклика от некоррелированной помехи больше примерно в два раза в случае искусственного источника. Результаты экспериментов показывают работоспособность созданной установки.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № НШ-283.2014.2 и гранта РФФИ № 13-02-00632.

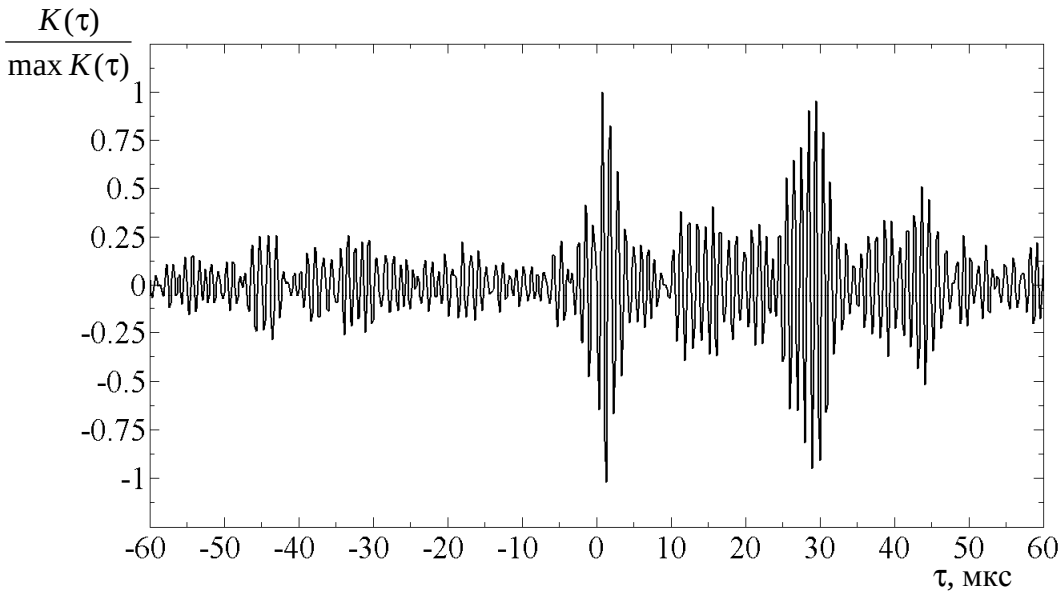


Рис. 2. Нормированная взаимная корреляционная функция сигналов от искусственного пьезокерамического источника с контрастом эквивалентной температуры излучения $T_{\text{изл}} - T_{\text{bg}} \approx 20$ K. *Пик при* $\tau = 30$ *мкс соответствует положению источника*

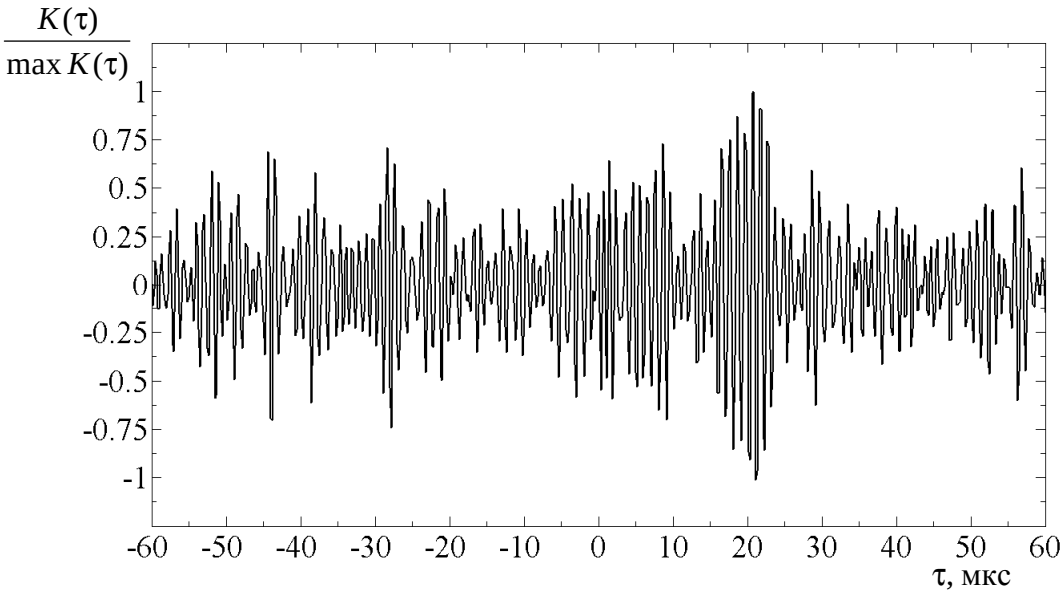


Рис 3. Нормированная взаимная корреляционная функция сигналов от естественного источника в виде нагретого медицинского резинового бинта с контрастом эквивалентной температуры излучения $T_{\text{изл}} - T_{\text{bg}} \approx 10$ K. *Пик при* $\tau = 21$ *мкс соответствует положению источника*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зарецкий В.В., Выховская А.Г. Клиническая томография. М.: Медицина, 1976. — 167 с.
2. Ветилев П.С., Чилингариди К.Е., Золкин А.В., Веснин С.Г., Габаидзе Д.И., Банный Д.А. Первый опыт радиотермографии в диагностике заболеваний щитовидной железы // Хирургия, — 2006. — №6. — С. 54-58.
3. Иваницкий Г.Р. Современное матричное тепловидение в биомедицине // УФН, — 2006. — Т.176, Вып. 12. — С. 1293-1320.
4. Barrett A.H., Myers Ph. C., Sadovsky N.L. Microwave Thermography in the Detection of Breast Cancer // AJR, — 1980. — Vol. 134, № 2. — P. 365-368.
5. Keyserlingk J. R., Ahlgren P. D., Yu E., Belliveau N., Yassa M. Functional infrared imaging of the breast // IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine, — 2000. — Vol. 19, № 3. — P. 30-41.
6. Yong Xu, Xiangyu Wei, Ge Wang. Temperature-Change-Based Thermal Tomography // International Journal of Biomedical Imaging, — 2009. — ID 464235. — P. 4.
7. Пасечник В.И. Оценка чувствительности метода акустотермографии // Акуст. журн., — 1990. — Т. 36, № 4. — С. 718-724.
8. Bowen T. Passive remote temperature sensor system // U.S. Patent 4,246,784, — 1981.
9. Мансфельд А.Д. Акустотермометрия. Состояние и перспективы // Акуст. журн., — 2009. — Т. 55, № 4–5. — С. 546-556.
10. Hessemer R.A., Jr., Perper T., Bowen T. Correlation thermotomography // U.S. Patent 4,416,552, — 1983.
11. Буров В.А., Дариалашвили П.И., Румянцева О.Д. Активно-пассивная термоакустическая томография // Акуст. журн., — 2002. — Т. 48, № 4. — С. 474-484.
12. Буров В.А., Дариалашвили П.И., Евтухов С.Н., Румянцева О.Д. Экспериментальное моделирование процессов активно-пассивной термоакустической томографии // Акуст. журн., — 2004. — Т. 50, № 3. — С. 298-310.
13. Буров В.А., Касаткина Е.Е., Марьин А.О., Румянцева О.Д. Оценки максимального правдоподобия в корреляционной акустической термотомографии // Акуст. журн., — 2007. — Т. 53, № 4. — С. 580-596.
14. Вилков В.А., Кротов Е.В., Мансфельд А.Д., Рейман А.М. Применение фокусируемых антенн для задач акустояркостной термометрии // Акуст. журн., — 2005. — Т. 51, № 1. — С. 81-89.
15. Буров В.А., Дмитриев К.В., Евтухов С.Н. Активно-пассивные термотомографические системы с фокусировкой акустических полей // Известия Российской Академии Наук, Серия Физическая, — 2009. — Т. 73, № 4. — С. 551-557.
16. Burov V.A., Dmitriev K.V., Evtukhov S.N., Rumyantseva O.D. Thermoacoustical tomography with arrays focusing by reflection // Acoustical Imaging, — 2012. — V.31. — P. 231-242.

назад к содержанию

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ФАЗИРОВАННЫХ РЕШЕТОК С РАЗЛИЧНЫМ КОЛИЧЕСТВОМ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТКАНЕЙ В ПРИСУТСТВИИ РЕБЕР

Ильин С.А.[1)], Гаврилов Л.Р.[2)], Хохлова В.А.[1)]

[1)] Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва;
[2)] Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева, Москва

E-mail: sergey_ilyin@acs366.phys.msu.ru

Во многих современных медицинских приложениях мощного фокусированного ультразвука необходимо принимать во внимание потери энергии на естественных преградах в виде ребер. В связи с этим в данной работе было проведено исследование целесообразности применения фазированных решеток с увеличенным количеством элементов для уменьшения перегрева костей при фокусировке через грудную клетку. Проанализировано влияние количества элементов решетки на величину потерь мощности фокусированного пучка на ребрах и уровень интенсивности в области фокуса за ребрами при использовании геометрического подхода к отключению элементов решетки, находящихся в тени ребер.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в медицине широко используются ультразвуковые фокусирующие излучатели для проведения неинвазивных (без прямого хирургического вмешательства) операций [1 - 3]. В то же время, существует большое количество клинических случаев, когда применение одиночного фокусированного излучателя технически трудно из-за наличия сильно поглощающих и отражающих поверхностей на пути распространения ультразвукового пучка, таких как, к примеру, кости. Так, наличие костей грудной клетки при облучении печени или сердца приводит к ухудшению фокусировки пучка, недостаточному нагреву области фокуса, а также перегреву костей и вышележащих слоев ткани, включая кожу [4].

Развитие технологии производства ультразвуковых излучателей большой мощности позволило создавать многоэлементные фазированные решетки, состоящие из большого числа независимых элементов [5]. Такие устройства позволяют повысить эффективность облучения биологических тканей, расположенных за препятствиями. Гибкость настройки фокусировки акустических решеток по сравнению с одиночными излучателями позволяет проводить облучение как сквозь неоднородные по толщине кости, например черепа [6], так и между ними, как в случае грудной клетки.

Для минимизации влияния теплового воздействия акустического поля на кости грудной клетки наиболее простым методом является метод отключения элементов решетки, которые находятся в геометрической тени ребер [77, 8]. При такой работе решетки, тем не менее, за счет дифракционных эффектов часть энергии пучка попадает на ребра. Присутствие ребер также оказывает влияние на получаемое поле в области фокуса, что выражается в ухудшении фокусировки в виде появления побочных максимумов и потере мощности в основном фокусе.

В данной работе был поставлен вопрос о возможности уменьшения теплового воздействия на ребра с помощью варьирования количества элементов решетки при сохранении одной и той же начальной интенсивности на ее элементах и плотности заполнения решетки. При увеличении количества элементов их размер уменьшался соответствующим образом. В качестве удобной модели для сравнения была выбрана «идеальная» решетка, отличающаяся тем, что позволяет варьировать амплитуду и фазу в каждой точке поверхности излучателя непрерывно, а не только на дискретных элементах [7].

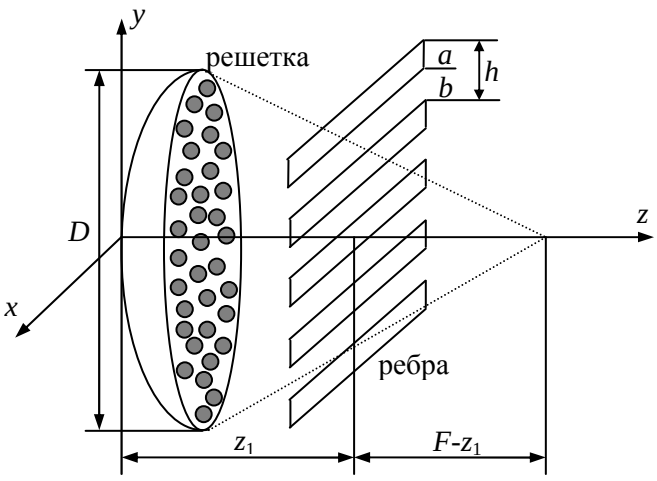


Рис. 1. Схематическое расположение многоэлементной решетки и ребер

В качестве модели ребер использовался фантом, который представлял собой 5 полос бесконечно малой толщины и ширины 18 мм [7]. Расстояние между полосами было равно 14 мм (рис. 1). Считалось, что попавшая на ребра энергия полностью ими поглощалась. Эти размеры приблизительно соответствовали типичным размерам рёбер и межреберных промежутков грудной клетки свиньи. Такая решетка и геометрия расположения ребер использовались ранее в эксперименте [7, 8].

В зависимости от структуры решетки и формы ее элементов применяются различные методы расчета ультразвуковых полей [1]. В данной работе использовался метод численного расчета интеграла Рэлея [9] путем разделения всей излучающей поверхности на участки малых размеров.

В качестве примера применения метода было проанализированы поля, создаваемые тремя фазированными решетками с квазислучайным расположением элементов [5] и одной «идеальной» решетки с возможностью непрерывного изменения амплитуды и фазы в каждой ее точке [7]. Количество элементов на решетках было равно 128, 256 и 1024. За основу была выбрана решетка с 256 случайно расположенными элементами (рис. 2 (в)), которая соответствовала ультразвуковому источнику в экспериментальной установке Имперского колледжа Лондона [5] и имела следующие параметры: диаметр D = 170 мм, радиус кривизны поверхности F = 130 мм, радиус элементов a = 3,5 мм, количество элементов 256, рабочая частота f = 1,0 МГц. Решетки с 128 и 1024 элементами имели ту же общую излучающую площадь, что и 256-элементная решетка, поэтому радиус их элементов был в $\sqrt{2}$ раз больше (a = 4,95 мм) и в два раза меньшим (a = 1,75 мм), соответственно, а частота, диаметр и радиус кривизны поверхности были такими же. Плотность заполнения элементами поверхностей фазированных решеток составляла 52%. Таким образом, при одинаковой интенсивности на элементах излучаемая акустическая мощность была одинаковой для всех трех решеток. Так как процент заполнения идеальной решетки равнялся 100%, то для обеспечения одинаковой мощности и удобства сравнения всех четырех решеток интенсивность на ее поверхности полагалась равной 0,52 от интенсивности на элементах дискретных решеток. Схематическое представление расположения элементов рассматриваемых решеток представлено на рис. 2, верхний ряд. Элементы решеток были частично отключены с использованием «геометрического подхода». Те элементы, что находились в тени ребер, были выключены и обозначены белым цветом на рисунке, оставшиеся работающие элементы показаны темно-серым цветом.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Общая схема типичной для использования в неинвазивной хирургии многоэлементной решетки показана на рис. 1. Решетка представляет собой сферическую чашку, на которой расположены круглые поршневые элементы, нормали к которым направлены в геометрический центр кривизны чашки [5]. Амплитуда и фаза каждого такого элемента могут варьироваться независимо. Начало системы координат было выбрано в центре решетки, а ось z направлена вдоль ее акустической оси.

В линейной постановке задачи излучаемое поле всей решетки представляет собой сумму акустических полей от каждого из ее элементов. Комплексную амплитуду p_j акустического давления j-го элемента можно рассчитать с помощью интеграла Рэлея [1, 9]:

$$p_j(\mathbf{r},t) = -\frac{i\omega\rho_0 e^{-i\omega t}}{2\pi}\int\limits_{S_j}\frac{\upsilon_n(\mathbf{r}')e^{ikR}}{R}dS', \qquad (1)$$

где i – мнимая единица, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота излучателя, $k = \omega/c_0$ – волновое число, c_0 – скорость звука, ρ_0 – плотность среды, S_j – площадь поверхности элемента, υ_n – комплексная амплитуда нормальной компоненты скорости колебаний поверхности излучателя, R – расстояние от участка поверхности dS' до точки наблюдения поля.

Поле решетки рассчитывалось по следующей формуле, полученной после замены интеграла (1) на соответствующую сумму по малым элементам площади S_i:

$$p(\mathbf{r}) = -\frac{ikp_0}{2\pi}\sum_{S_j}\frac{e^{ikR_j}}{R_j}S_j\,. \qquad (2)$$

Здесь R_j – расстояние от центра каждой элементарной площадки S_j всей поверхности решетки до точки наблюдения. В данных расчетах использовалось разбиение касательной плоскости на треугольники.

Пространственные распределения поля решеток рассчитывались в воде (скорость звука c_0 = 1500 м/с, плотность ρ_0 = 1000 кг/м^3) на сетке в декартовой системе координат с шагом расчета поля 0,1 мм. Для расчета потерь энергии рассчитывалось двумерное распределение интенсивности в плоскости ребер (z = 45 мм), далее вычислялась доля энергии, попадающей на ребра. Распределения в фокальной плоскости также рассчитывались с помощью интеграла Рэлея на основе поля скоростей, полученного в плоскости ребер при учете полного поглощения на них (колебательная скорость на ребрах полагалась равной нулю).

РЕЗУЛЬТАТЫ

С целью уменьшения теплового воздействия на ребра при использовании решеток с различным количеством элементов, были рассчитаны двумерные распределения интенсивности в плоскости ребер и фокальной плоскости для рассматриваемых типов решеток (рис. 2, средний и нижний ряды). На распределениях, полученных для плоскости ребер, также обозначены границы ребер. Как видно, распределения интенсивности для различных видов решеток заметно различаются. В случае «идеальной» решетки между ребрами удается создать пространственно локализованное акустическое поле, распределение интенсивности в межреберных промежутках имеет практически постоянную величину. Для решетки с малым количеством элементов (128), т.е. с элементами большого размера (в), можно отметить меньшее влияние дифракционных эффектов на распространение акустического пучка, в отличие от решетки с 1024 элементами (г). В последнем случае распределение интенсивности акустического поля в плоскости ребер сильно расплывается, так, что даже в условиях отключения элементов, значительная часть энергии попадает на ребра. Решетка с 256 элементами демонстрирует промежуточный характер распределения.

Этот результат является достаточно неожиданным. Из общих соображений, уменьшение размеров элементов и увеличение их количества должно было приводить к лучшим результатам по проведению энергии через межреберные промежутки. Объяснить полученные результаты можно с помощью рис. 3, на котором представлены двумерные распределения интенсивностей акустического поля в плоскости оси *z*, полученные для единичного элемента решетки с 128 элементами (рис. 3 (а)) (а = 4,95 мм), с 256 элементами (рис. 3 (б)) (а = 3,50 мм) и 1024 элементами (рис. 3 (в)) (а = 1,75 мм). Штрихами обозначены изолинии уровня -3 дБ, а толстыми вертикальными отрезками – ребра с характерным размером межреберного промежутка (14 мм). Как видно, при использовании решетки с меньшим количеством элементов большего размера дифракционная расходимость акустического пучка на расстоянии расположения ребер меньше характерного размера щели. В то же время, при рассмотрении элемента меньших размеров (рис. 3 (в)) (размер элемента соизмерим с длиной волны в воде (1,5 мм)) ширина пучка превышает размер межреберного промежутка, что приводит к тому, что на ребрах теряется значительная часть излученной мощности, даже для элементов, расположенных между ребрами.

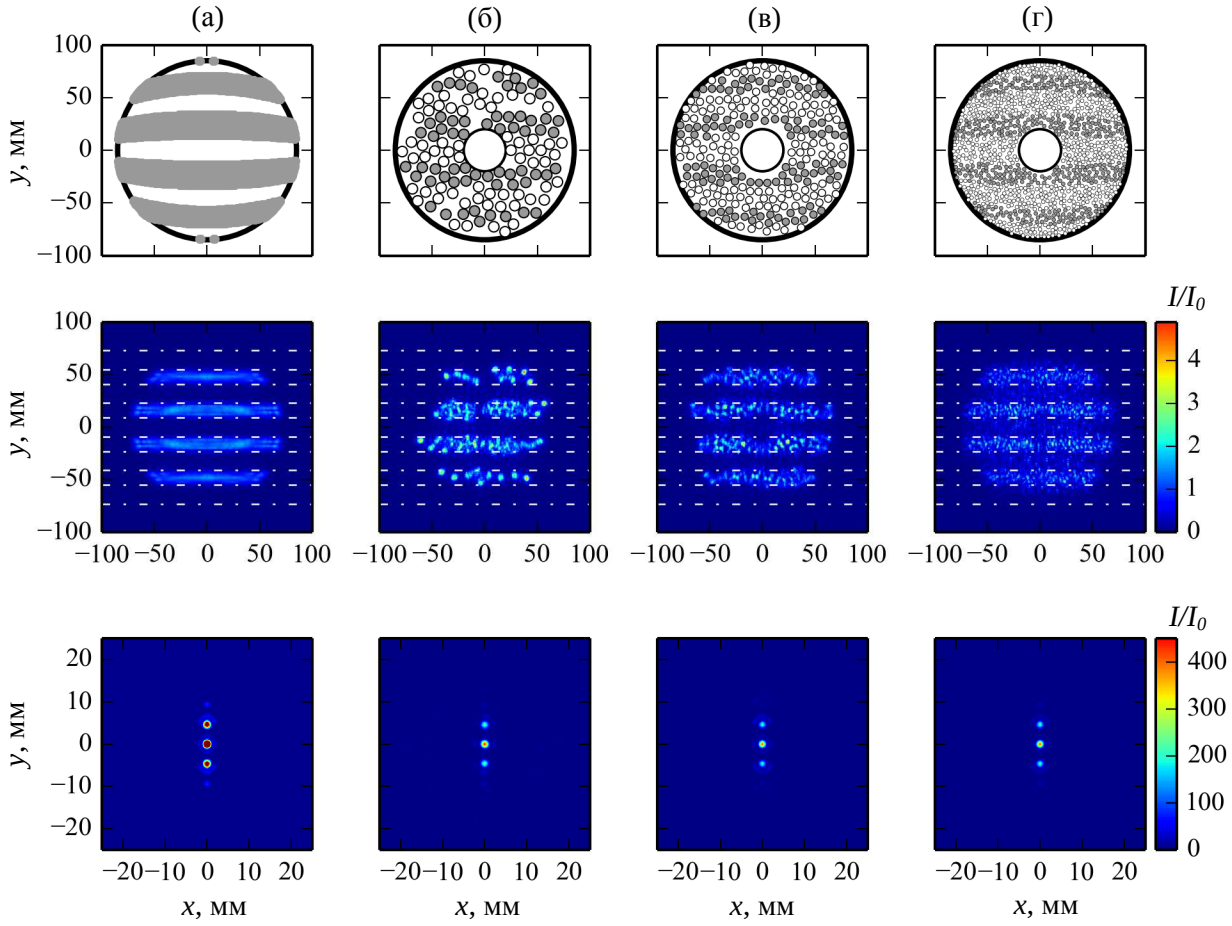


Рис. 2. Сравнение «идеальной» решетки (а) и решеток с 128 (б), 256 (в) и 1024 (г) элементами. Верхний ряд – схематическое изображение излучающих поверхностей решеток (темно-серый цвет – активная, белый – не активная). Средний ряд – двумерное распределение интенсивности в плоскости расположения ребер (z = 45 мм) с обозначенными штрих-пунктиром границами ребер. Нижний ряд – двумерное распределение интенсивности в фокальной плоскости (z = 130 мм). Двумерные распределения нормированы на начальный уровень интенсивности I_0 на поверхности решеток

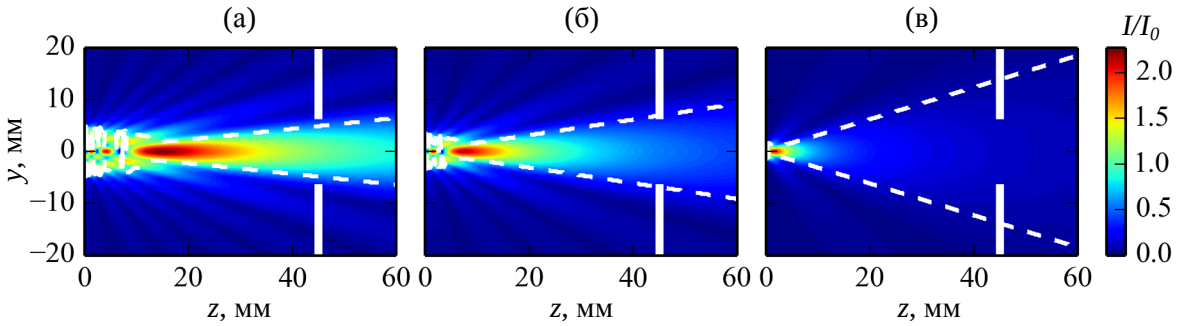


Рис. 3. Сравнение двумерных распределений интенсивности полей на плоскости yz вдоль оси z, полученных для единичного элемента решетки с 128 элементами (а) (a = 4,95 мм), 256 элементами (б) (a = 3,50 мм) и 1024 элементами (в) (a = 1,75 мм). Штрихами обозначены изолинии уровня -3 дБ, а толстыми вертикальными отрезками – ребра и характерный межреберный промежуток (14 мм) на расстоянии до плоскости ребер (45 мм)

Двумерные распределения интенсивности в фокальной плоскости, представленные на рис. 2 (нижний ряд) позволяют сравнить рассматриваемые типы решеток с точки зрения уровня мощности, дошедшей до фокальной области. Во всех распределениях присутствует эффект расщепления одного фокуса на один основной и ряд побочных, связанный с дискретной структурой расположения препятствий [7], что приводит к заметному уменьшению уровня интенсивности в фокусе.

Количественное сравнение потерь мощности на ребрах представлено в сводной таблице 1. Как видно, минимально достижимый уровень потерь на ребрах в случае геометрического подхода составляет 10,5% в случае «идеального» излучателя. Максимальные потери соответствуют решетке с наибольшим количеством (1024) элементов малых размеров – 33,2%. Среди рассмотренных дискретных решеток по потерям на ребрах и мощности, дошедшей до фокуса, наилучшей является 128-элементная решетка. Заметим, что по последнему параметру 256 и 1024-элементные решетки примерно одинаковы.

Таблица 1. Сравнение «идеальной» решетки и решеток с 128, 256 и 1024 элементами, часть которых выключены с помощью геометрического подхода, по потерям мощности ультразвукового пучка на ребрах и по мощности, доставляемой в область фокуса

Параметр сравнения	**«идеальная» решетка**	**128-элементная решетка (61 элемент активен)**	**256-элементная решетка (114 элементов активны)**	**1024-элементная решетка (456 элементов активны)**
Потери мощности на ребрах в процентах от полной мощности, излучаемой решеткой	10,5%	21,2%	23,4%	33,2%
Отношение мощности УЗ пучка в области фокуса, определяемой по уровню -6 дБ по интенсивности к полной мощности, излучаемой решеткой	24,0%	11,7%	9,5%	9,8%

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что для расширения области перемещения фокуса с помощью фазированных решеток целесообразно использовать решетки с элементами относительно малого размера, обладающими сравнительно широкой диаграммой направленности. Применение таких решеток позволяет резко уменьшить уровень вторичных максимумов интенсивности (т.н. «лепестков решётки») в поле решеток и тем самым повысить безопасность их клинического использования. В то же время в данной работе показано, что в некоторых специфических ситуациях, например, при разрушении структур печени или сердца через кости грудной клетки, уменьшение размеров элементов многоэлементных антенных решёток и соответствующее увеличение их количества не всегда является оправданным. Оказалось, что при рассмотренной в работе геометрии фокусировки, увеличение количества элементов не приводит к уменьшению потерь мощности пучка на ребрах, а также к выигрышу по мощности, доставляемой в фокальную область пучка. Показано, что использование многоэлементной решетки с малыми размерами элементов, сравнимыми с длиной волны, даже увеличивало потери мощности на ребрах и, соответственно, уменьшало уровень мощности в фокусе. Однако следует с осторожностью относиться к обобщению данного результата, так как он получен для конкретных размеров ребер и геометрии излучателей.

Работа поддержана грантом РНФ № 14-12-00974.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Под ред. Хилла К., Бэмбера Дж., тер Хаар Г. М.: Физматлит, 2008.
2. *Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А.* Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (Обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
3. *Гаврилов Л.Р.* Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М.: Фазис, 2013.
4. *Li F., Gong X., Hu K., Li C., Wang Z.* Effect of ribs in HIFU beam path on formation of coagulative necrosis in goat liver // Proc. 5th Int. Symp. on Therapeutic Ultrasound (2006, Boston, USA). P. 477-480.
5. *Gavrilov L.R., Hand J.W.* A theoretical assessment of the relative performance of spherical phased arrays for ultrasound surgery and therapy // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. 2000. V. 47. № 1. P. 125–139.
6. *Aubry J.-F., Tanter M., Thomas L., Fink M.* Experimental demonstration of noninvasive transskull adaptive focusing based on prior computed tomography scans // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113(1). P. 84-93.
7. *Bobkova S., Gavrilov L., Khokhlova V., Shaw A., Hand J.* Focusing of high intensity ultrasound through the rib cage using therapeutic random phased array // Ultrasound Med. Biol. 2010. V. 36(6). P. 888-906
8. *Hand J.W., Shaw A., Sadhoo N., Rajagopal S., Dickinson R.J., Gavrilov L.R.* A random phased array device for delivery of high intensity focused ultrasound // Phys. Med. Biol. 2009. V. 54(19). P. 5675-5693
9. *O'Neil H.T. Theory of focusing radiators //* J. Acoust. Soc. America. 1949. V. 21. № 5. P. 516–526. назад к содержанию

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СМЕЩЕНИЙ ТВЕРДЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Андреев В.Г. [1)], Шанин А.В. [1)], Демин И.Ю.[2)]

[1)] МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

E-mail: a.v.shanin@gmail.com

Задача визуализации твердых микрочастиц в вязкоупругой среде тесно связана с задачей обнаружения микрокальцификатов в мягких биологических тканях. Наличие микрокальцификатов является важным признаком для диагностики заболеваний, например, молочной железы, и создание метода обнаружения микрокальцификатов в рамках ультразвукового обследования позволило бы в ряде случаев отказаться от рентгеновской маммографии с очевидными преимуществами такого решения.

К сожалению, микрокальцификаты не визуализируются при обычном ультразвуковом сканировании. Альтернативная возможность заключается в обнаружении их по косвенным признакам, а именно по картине смещений среды, возникающих под действием радиационной силы. Показано, что при наличии контрастных включений картина смещений заметно искажается. Характерные искажения могут служить диагностическим признаком при поиске микрокальцификатов.

1. Введение. Задача обнаружения микрокальцификатов в мягких тканях (в молочной железе) весьма актуальна, поскольку присутствие микрокальцификатов служит важным диагностическим признаком (вторым после появления опухолевого узла) при диагностике рака молочной железы с помощью рентгеновской маммографии. Микрокальцинация сопровождает также кистозные образования и некоторые другие заболевания [1]. Возможность находить микрокальцификаты в ходе УЗИ-обследования позволила бы заменить небезопасную рентгеновскую маммографию ультразвуковой процедурой, что представляется весьма привлекательным для скрининговых обследований. Однако микрокальцификаты весьма малы (50-100мкм), и отметки от них неразличимы на фоне спекловой структуры.

Как известно, спекл возникает на ультразвуковом В-скане из-за наличия большого числа очень слабых рассеивателей (капилляров, неоднородностей среды, компонент крови и т.д.). Каждый из этих микрорассеивателей гораздо слабее микрокальцификата, но их суммарное действие оказывается больше отклика от микрокальцификата.

Таким образом, возникает задача выявления дискретных контрастных слабых рассеивателей на фоне спекловой структуры. Эта задача решается различными методами (многочастотным облучением, облучением с разных углов и т.д.) [2], однако эффективность этих методов недостаточна. В настоящей работе предлагается новый метод, основанный на регистрации смещений среды, вызванных действием радиационной силы.

Идея метода заключается в следующем. Осуществляется зондирование среды мощным фокусированным ультразвуком и визуализация смещений корреляционным методом. При этом строится двумерное распределение смещений среды через небольшое время (~200мкс) после окончания действия ультразвукового импульса. В случае, если вблизи фокуса нет дискретных рассеивателей, наблюдаемое смещение среды сосредоточено вблизи фокуса. В случае, если вблизи фокуса имеется дискретный рассеиватель, смещения среды оказываются замаскированными обширным пятном, несущим информацию только о смещении дискретного рассеивателя. Низкая степень локализации визуализируемых смещений свидетельствует о наличии дискретного рассеивателя вблизи фокуса ультразвукового пучка.

Важно отметить, что данный метод использует особенности построения B-сканов методом обратного распространения, а также корреляционной обработки B-сканов для выделения смещений.

2. Процедура зондирования среды. Опишем работу ультразвуковой системы при зондировании описываемым методом. Многоэлементной приемопередающей антенной (медицинским щупом) посылаются три посылки: опорная, толкающая и изображающая. Опорная и изображающая посылки представляют из себя короткие (порядка одного периода) импульсы, имеющие плоский фронт. Толкающий импульс представляет из себя достаточно длинный (длительностью ~200мкс на частоте 5 МГц) сфокусированный в некоторой точке импульс. Интервалы между импульсами составляют 200 мкс. Схематически процедура зондирования показана на рис. 1.

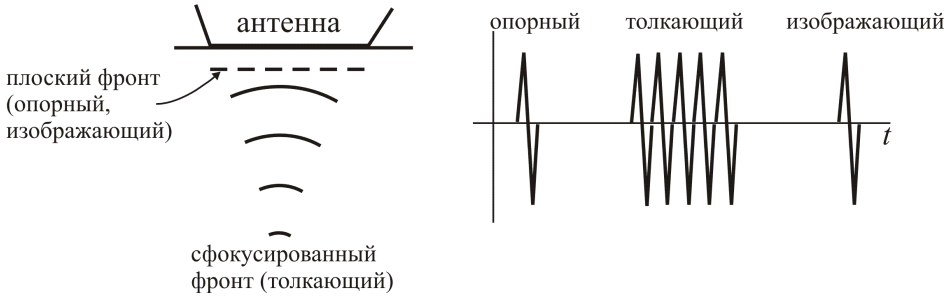


Рис. 1. Зондирование среды

Опорный импульс проходит через среду и рассеивается на ее неоднородностях. Отраженный эхо-сигнал принимается многоэлементной приемопередающей антенной - щупом. С принятым сигналом выполняется операция реконструкции изображения. В результате получается опорное изображение. Если сильные рассеиватели отсутствуют, на опорном изображении видна только спекловая структура, вызванная наличием в среде мелких случайных неоднородностей (микрорассеивателей). Опорный импульс необходим для регистрации положения невозмущенной среды.

Далее посылается сфокусированный толкающий импульс. Он поглощается или перерассеивается в среде, вызывая радиационную силу. Радиационная сила приводит к смещению среды. Порядок величины смещений, наблюдаемых в эксперименте - 10мкм. Эхо-сигнал от толкающего импульса не записывается.

Далее посылается изображающий импульс. По своим свойством он идентичен опорному импульсу. Эхо-сигнал от изображающего импульса записывается и обрабатывается. В результате обработки строится изображение. Это изображение почти такое же, как изображение от опорного импульса, однако спекл-структура оказывается сдвинутой на величину смещения среды.

Наконец, корреляционным способом (сравнивая изображения от опорного и изображающего импульсов) вычисляется смещение среды в направлении "от антенны", произошедшее в результате действия толкающего импульса. Это изображение далее и является источником информации.

Схема регистрации смещений среды, вызванных действием радиационной силы, не является новой. В частности, эта схема применяется при реализации методов SWEI (shear wave elasticity imaging) [3] и ARFI (acoustic radiation force imaging) [4].

3. Алгоритм построения B-скана. Построение изображений (B-сканов) от опорного и изображающего импульсов - важная часть метода. Рассмотрим эту процедуру подробно.

Реконструкция изображения производится с помощью метода back propagation, а именно яркость картинки в точке (x, y) вычисляется по формуле

$$u(x,y) = \sum_n A(y)\, p_n(t - r(x,y,n)/c)\,,$$

где $p_n(t)$ - сигнал, принятый приемником с номером n, $r(x,y,n)$ - длина двухзвенного пути, показанного на рис. 2, c - скорость звука, $A(y)$ - амплитудный множитель.

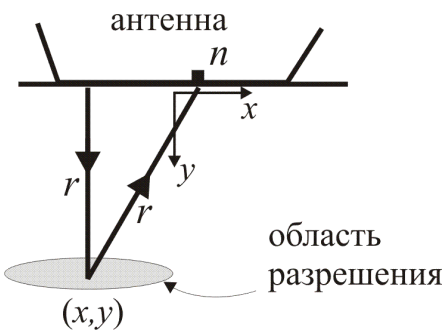


Рис. 2. К алгоритму восстановления изображения

Использование такой формулы приводит к тому, что точечный рассеиватель "размазывается" по некоторой области, называемой областью разрешения (resolution cell). Эта область имеет достаточно большие размеры в направлении оси x (несколько миллиметров при длине волны в 300 мкм). Спекловая картина формируется в результате наложения областей разрешения от большого числа слабых микрорассеивателей со случайными фазами.

4. Алгоритм вычисления смещений среды и особенности его работы. Для вычисления смещений среды в направлении оси y берутся два изображения (от опорного и изображающего импульсов) и сравниваются. Для этого каждый столбец каждого изображений, т.е. линия точек с постоянными x, разбивается на небольшие фрагменты. Для соответствующих фрагментов двух изображений вычисляется корреляционная функция. Максимум корреляционной функции указывает на относительный сдвиг двух изображений, то есть на смещение среды.

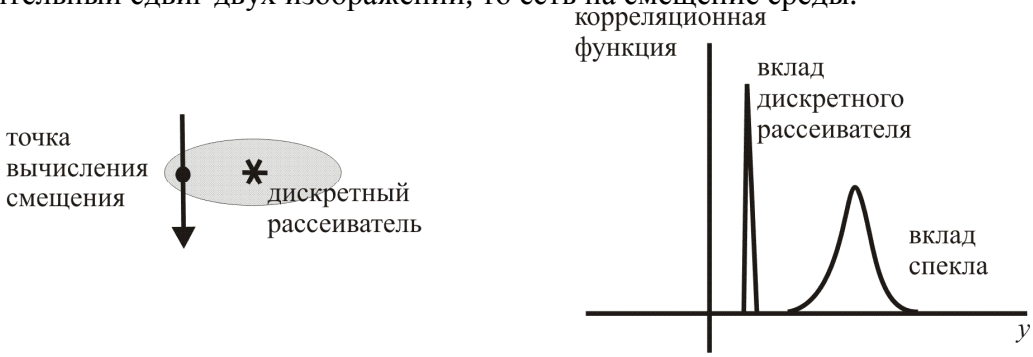


Рис. 3. Особенности корреляционного алгоритма

На практике работа алгоритма осложняется тем обстоятельством, что каждая точка среды дает вклад в изображение не в точке, а в своей области разрешения. Пусть в среде присутствует дискретный рассеиватель (микрокальцификат), а также много микрорассеивателей, дающих спекл-структуру. Пусть область разрешения дискретного рассеивателя перекрывает некоторую точку, в которой вычисляется смещение среды (см. рис. 3, слева). Типичная корреляционная функция, вычисляемая в этом случае, показана на рисунке справа. Корреляционная функция содержит точечный вклад от дискретного рассеивателя, а также несосредоточенный (из-за неоднородности смещения среды) вклад от спекловой структуры. Если пик от дискретного рассеивателя больше, чем пик от спекловой структуры, то корреляционный алгоритм для данной точки дает смещение дискретного рассеивателя, а не смещение среды в самой точке. Следовательно, можно ожидать, что в окрестности дискретного рассеивателя будет область, где алгоритм будет давать смещение дискретного рассеивателя.

5. Экспериментальные результаты. Эксперименты проводились в крахмал-желатиновом фантоме, в который для создания спекловой структуры был на этапе изготовления добавлен мелкодисперсный зубной порошок. В качестве дискретного рассеивателя использовалась пластиковый шарик диаметром 0.7 мм. Рабочая частота приемопередающей антенны была равна 5 МГц.

При зондировании среды, не имеющей дискретных рассеивателей, визуализация смещений дает типичную картину, показанную на рис. 4. Антенна расположена сверху. Вертикальная и горизонтальная координаты прокалиброваны в длинах волн (0.3 мм). Цвет показывает величину смещения в мкм. Из рисунка видно, что фокальная область достаточно локализована в горизонтальном направлении. Ширина перетяжки составляет порядка 0.6 мм.

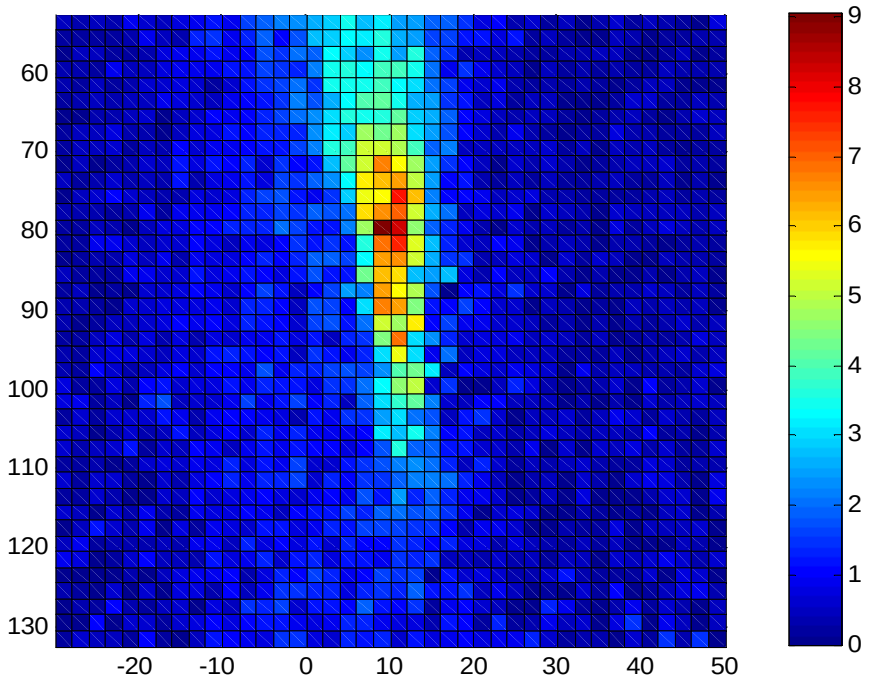


Рис. 4. Изображение фокальной зоны толкающего пучка в отсутствие дискретного рассеивателя

Если толкающий пучок попадает на дискретный рассеиватель, картина смещений имеет вид, показанный на рис. 5. Область, в которой визуализируются большие смещения, имеет достаточно большую ширину (порядка 3 мм). Отметим, что физически область больших смещений не может иметь такую ширину, поскольку за 200 мкс сдвиговая деформация не успевает распространиться на несколько миллиметров от фокальной зоны (скорость распространения сдвиговой волны в среде составляет примерно 2 м/с).

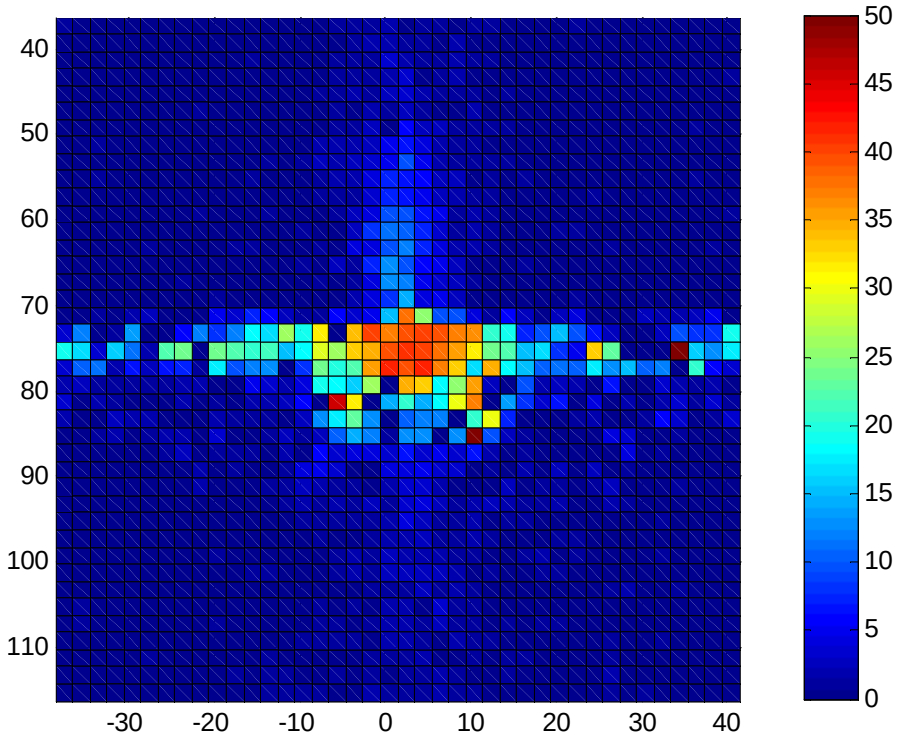


Рис. 5. Толкающий пучок попадает на дискретный рассеиватель

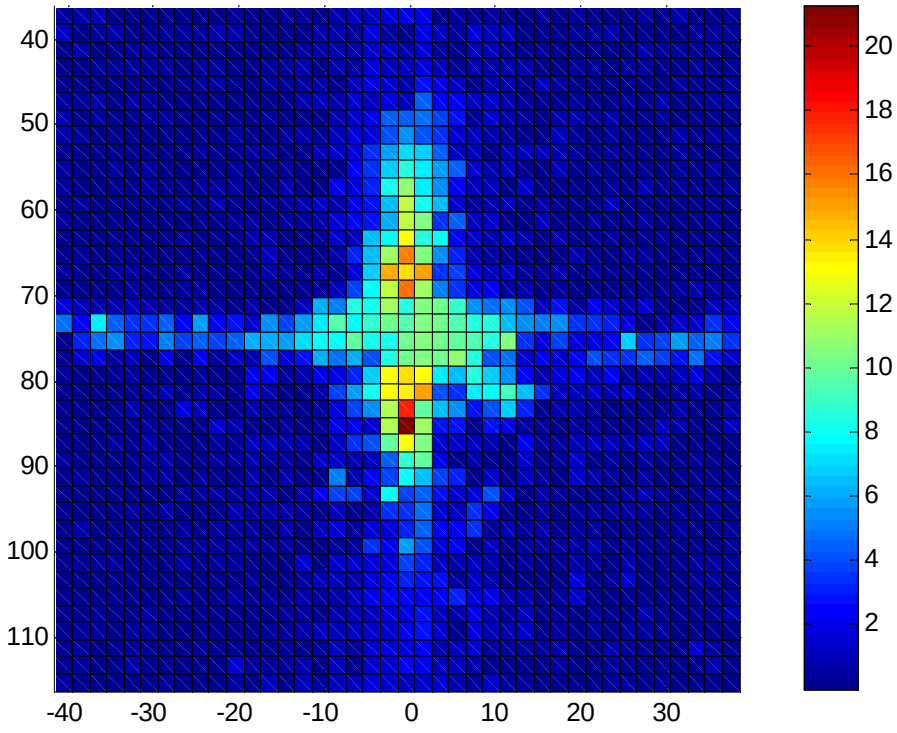


Рис. 6. Толкающий пучок проходит рядом с дискретным рассеивателем

Наиболее показательная картина получается, если толкающий пучок проходит вблизи от дискретного рассеивателя (1 мм от фокуса, рис. 6). На рисунке хорошо видно, что область разрешения дискретного рассеивателя с небольшими смещениями (горизонтальная полоса) накладывается на вертикальную фокальную перетяжку.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-00573, 12-02-00114, НШ-283.2014.2, а также грантом Правительства РФ 11.G34.31.0066.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Frappart L., Boudeulle M., Boumendil J., Lin H.C., Marinton I., et al. Structure and composition of microcalcifications in benign and malignant lesions of the breast: study by light microscopy, transmission and scanning electron microscopy, microprobe analysis, and X-ray diffraction // Hum. Pathol. – 1984. – V. 15 – P. 880-889.
2. Cheng-Hsien Lin, Yung-Nien Sun, and Chii-Jeng Lin. A motion compounding technique for speckle reduction in ultrasound imaging // J. Digit. Imaging. – 2010. – V. 23. – P. 246-257.
3. Sarvazyan A.P., Rudenko O.V., Swanson S.D., Fowlkes J.B., Emelianov S.Y. Shear wave elasticity imaging: a new ultrasonic technology of medical diagnostics. // Ultrasound Med. Biol. - 1998. - V. 24. - P. 1419-1435.
4. Palmeri M.L., Wang M.H., Nightingale K.R., et al. Quantifying hepatic shear modulusin vivo using acoustic radiation force // Ultras. Med. Biol. – 2008. – V. 34. – P. 546-558.

назад к содержанию

МОДЕЛЬ ПУЗЫРЬКА ГАЗА МИЛЛИМЕТРОВОГО РАЗМЕРА В БИОТКАНИ И ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Анненкова Е.А., Сапожников О.А., Цысарь С.А.

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва

E-mail: a-a-annenkova@yandex.ru

Долгое время неинвазивная хирургия, использующая высокоинтенсивный фокусированный ультразвук (HIFU: High Intensity Focused Ultrasound), основывалась на тепловом эффекте – нагревании и разрушении ткани, вызванными поглощением ультразвука [1]. Если тепловое разрушение преобладает при умеренных уровнях интенсивности в фокусе, то более высокие интенсивности могут привести к другим биологическим эффектам. Если температура поднимается до 100°C в процессе действия ультразвука, в ткани возникают пузырьки из-за кипения, вносящие дополнительное механическое разрушение. Так как выяснилось [2], что образование пузырьков пара при кипении кардинальным образом меняет процесс воздействия ультразвука на биологическую ткань, то встал вопрос важности диагностирования данных пузырьков в организме пациента при проведении терапии мощным фокусированным ультразвуком.

Исследование именно таких, непростых как в теоретическом, так и в экспериментальном изучении объектов с размерами порядка или даже меньше разрешающей способности ультразвукового диагностического сканера проводится в данной работе. Важно отметить, что пузырьки газа миллиметровых размеров, возникающие при кипении ткани, являются сильными рассеивателями, в то время как при рассмотрении человеческих органов рассеяние достаточно мало, и построение ультразвукового изображения базируется на слабых рассеянных сигналах. В современных сканерах сигналы от сильных рассеивателей ограничиваются, что приводит к тому, что разные по силе рассеиватели выглядят на изображении идентично, в виде ярких пятен одинакового размера. Соответственно, по таким изображениям пузырьков нет возможности определить их истинный размер.

В связи с данной проблемой было проведено несколько этапов исследования. Была предложена и исследована модель неподвижного пузырька в виде пенопластового сферического образца. Разработана программа, выполняющая два режима работы ультразвукового сканера: с падающей плоской волной и с падающей сфокусированной волной. Результаты расчетов данной программы подтвердили, что объекты меньше разрешающей способности прибора имеют ультразвуковые изображения, превышающие истинные размеры рассматриваемого объекта. Проведены эксперименты с реальным ультразвуковым сканером и моделями из пенопласта, подтверждающие данные особенности. А также проделаны теоретические расчеты для абсолютно мягкой сферы, которые показали, что возможен способ определения истинного размера рассеивателя на ультразвуковом изображении не по размеру изображения, а по его яркости.

Для исследования особенностей построения ультразвукового изображения пузырька газа миллиметрового размера необходимо разобраться, как рассеивается звуковая волна на данном объекте. Чтобы выявить зависимость сигнала обратного рассеяния от размера пузырька, в данной работе моделируется процесс рассеяния ультразвуковых импульсов на неподвижной пустой полости. Численное моделирование данного процесса основывается на разработанной еще в прошлом веке теоретической модели рассеяния звуковой волны на абсолютно мягкой сфере [3–5], где на сферу падает плоская звуковая волна. Эта модель представляет собой простейший пример точно решаемых дифракционных задач. Результаты аналитических расчетов дают формулу для давления рассеянной волны, в которую входят сферические функции Ханкеля первого рода *n*-го порядка и полиномы Лежандра *n*-го порядка:

$$p_s = e^{-i\omega t}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)i^{-n}\frac{j_n(ka)}{h_n(ka)}h_n^{(1)}(kr)P_n(\cos\theta) \qquad (1)$$

Здесь ω — частота гармонической волны, k — волновое число, r — величина радиус-вектора, t — время, a — радиус рассеивателя, θ — угол рассеяния (отсчет от $\theta = 0°$

при рассеянии вперед). Численно данные функции рассчитываются в среде программирования Fortran до необходимого для требуемой точности порядка *n*. Разработанная программа позволяет строить диаграммы направленности абсолютно мягких сферических рассеивателей разных радиусов (Рис. 1).

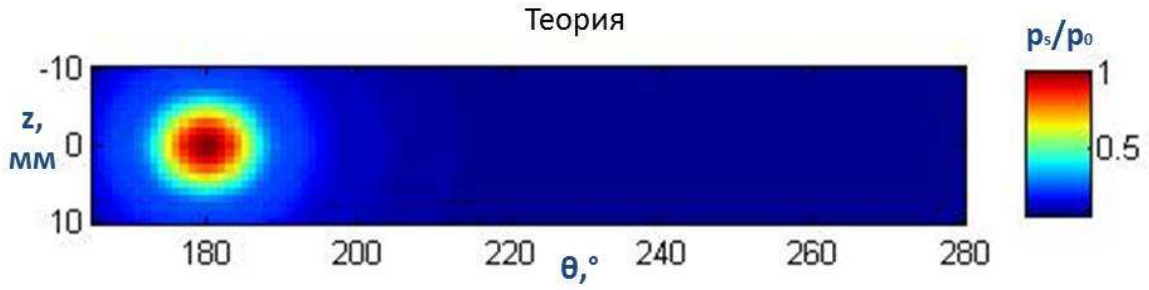


Рис. 1. Теоретическая диаграмма направленности абсолютно мягкого сферического рассеивателя радиусом 5 мм

Для экспериментальной проверки вышеописанной теории необходимо подобрать модель мягкого сферического рассеивателя – пузырька газа. В силу того, что нет возможности искусственно создать стабильный пузырек газа правильной сферической формы миллиметровых размеров в воде, в качестве модели решено было взять пенопластовый образец. Пенопласт представляет собой на 98% состоящую из воздуха структуру, имеющую плотность, близкую к плотности воздуха. Это дает возможность предположить, что его отражательные свойства подойдут для наших исследований. Чтобы убедиться в этом, был проведен ряд экспериментов по измерению диаграмм направленности маленького сферического пенопластового образца (Рис. 2). Кроме того, проводилось сопоставление коэффициента отражения звуковой волны в воде от пенопластового образца с плоской поверхностью и от плоского слоя воздуха.

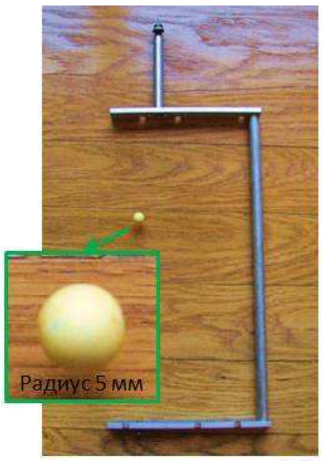


Рис. 2. Использованный в эксперименте сферический пенопластовый образец радиусом 5 мм. Образец пронизан тонкой рыболовной леской, которая натянута в жёсткой П-образной рамке

Предполагается, что коэффициент отражения звуковой волны от пенопласта в воде равен $K_{отр} = -1$. Данная гипотеза была проверена следующим способом: плоский излучатель на частоте 1 МГц помещался в воду, и создаваемый им акустический пучок направлялся вертикально вверх на свободную границу воды. Излучался ультразвуковой

импульс и записывался отраженный от воздушной границы сигнал. Далее на поверхность воды помещался и слегка утапливался (чтобы исключить образование воздушной прослойки) блок из пенопласта, т.е. вместо воздуха вода начинала граничить с плоской горизонтальной поверхностью пенопластового образца. Затем аналогично записывался отраженный от пенопласта импульс. Отражённые импульсы в двух случаях практически полностью совпали (Рис. 3). Этот результат свидетельствует о том, что $K_{refl}(styr) \approx K_{refl}(air) \approx -1$.

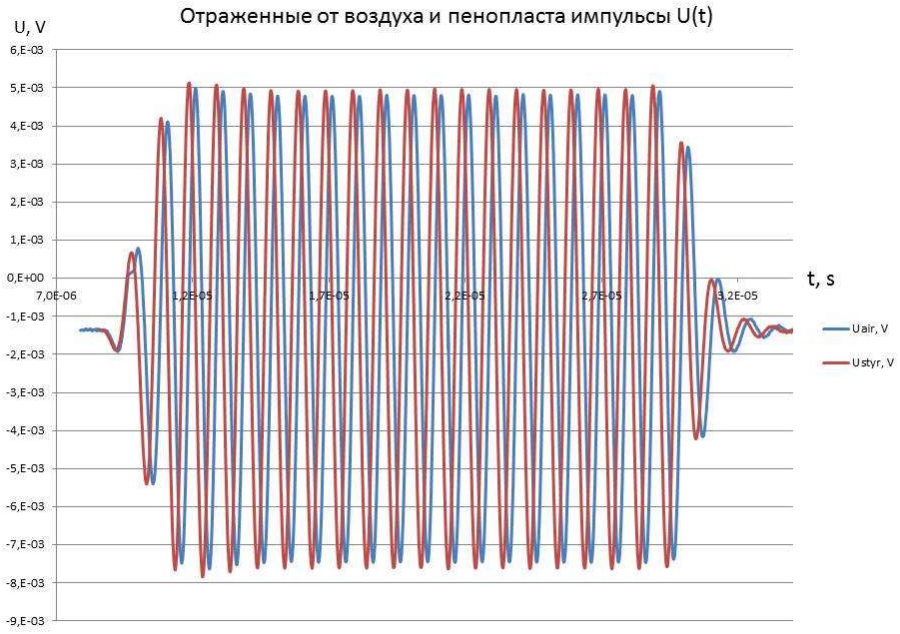


Рис. 3. Графики U(t) звуковых импульсов, отраженных от границ вода-воздух и вода-пенопласт, разнесенные во времени для демонстрации их практически полного совпадения

Для более тщательной проверки данного свойства был проведен еще один эксперимент. Установка представляла собой излучатель с рабочей частотой 1 МГц, пенопластовый образец с почти плоской поверхностью и гидрофон в качестве приемника. Отражающая поверхность ориентировалась под углом 45^{o} к направлению падающей волны. Путём сканирования гидрофоном измерялось поперечное распределение амплитуды и фазы волны для отраженного от пенопласта поля (повёрнутого на 90^{o} относительно исходного пучка) и для падающего поля в отсутствие пенопласта. Положения указанных двух плоскостей сканирования были согласованы так, чтобы временная задержка приходящих сигналов была одинаковой. В случае идеального отражения соответствующие распределения амплитуды должны были быть идентичными. На практике имелось некоторое отличие. Соответствующие распределения показаны на рис. 4. Видно, что так как поверхность пенопласта была не идеально ровная, то распределение амплитуды отраженной от пенопласта волны не представляло собой ровный круг, как в случае падающей волны.

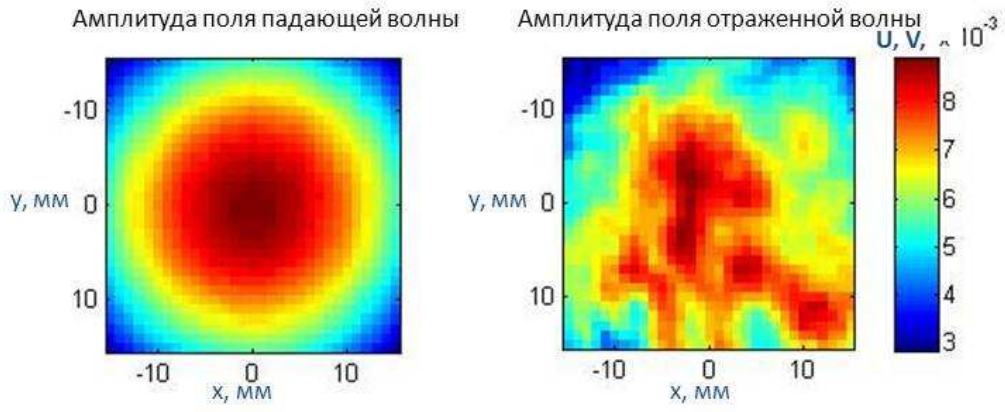


Рис. 4. Распределения амплитуд полей падающей и отраженной от пенопласта волн

Для данных распределений амплитуд были посчитаны полные интенсивности, то есть суммы квадратов амплитуд по всей рассматриваемой поверхности. В результате отражения от пенопласта мощность сигнала, проходящего через область сканирования, уменьшилась примерно на 9%:

$$P_{refl_styr} = 0{,}0416\,V^2, \quad P_{inc} = 0{,}0458\,V^2 \qquad (2)$$

Указанное различие может быть объяснено тем, что из-за неровностей поверхности пенопластовой пластины часть отраженного сигнала не попала в область сканирования (это видно на нижней части распределения амплитуды отраженного сигнала, показанного на рис. 4). Незначительность потери подтверждает, что

$$K_{refl}(styr) \approx K_{refl}(air) \approx -1 \qquad (3)$$

Поскольку описанный выше эксперимент с протяженным плоским образцом из пенопласта подтвердил, что по своим акустическим свойствам пенопласт близок к воздуху, можно ожидать, что и маленькие сферические образцы из пенопласта будут рассеивать ультразвук как пустые полости. Для проверки был проведен ряд экспериментов на получение диаграмм рассеяния модели мягкой сферы. Рассмотрим результаты измерений диаграмм рассеяния сферического образца из пенопласта радиусом 5 мм на расстояниях R = 10 мм, R = 25 мм и R = 50 мм от центра рассеивателя в сторону рассеяния вперед (Рис. 5).

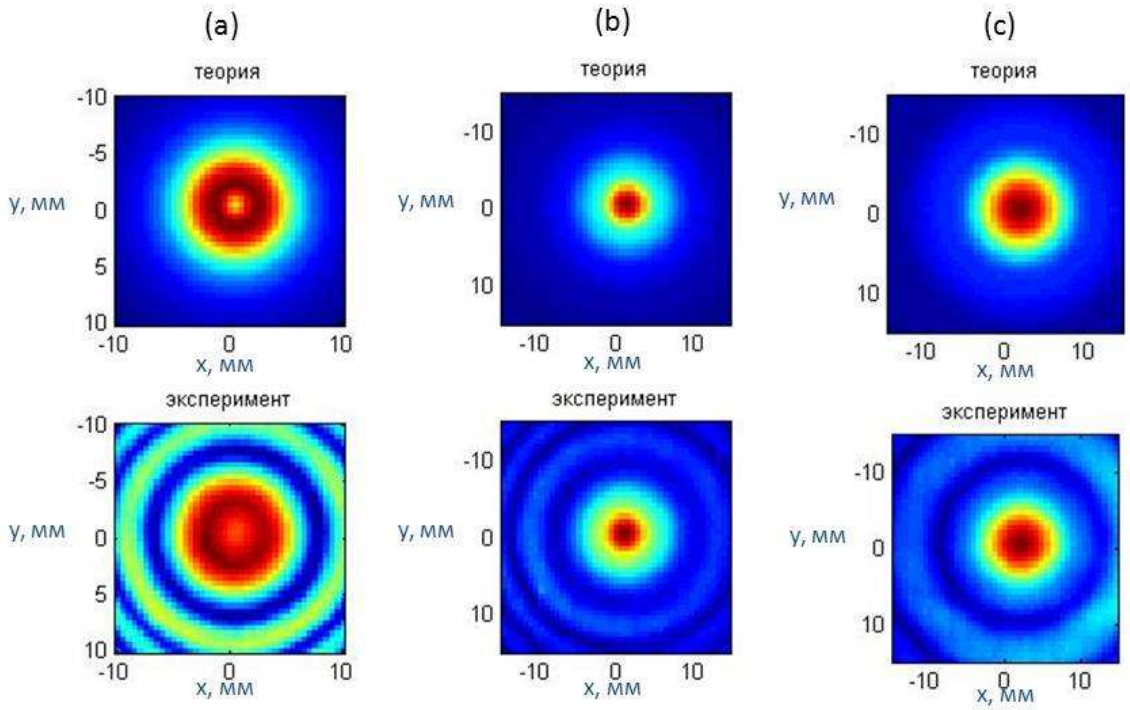


Рис. 5. Теоретическая и экспериментальная диаграммы рассеяния мягкого сферического рассеивателя радиусом 5 мм, расположенные на расстояниях R = 10 мм (a), R = 25 мм (b) и R = 50 мм (c) от центра рассеивателя

Важными результатами данных измерений является наличие «провала» на экспериментальной диаграмме рассеяния на расстоянии R = 10 мм, который был предсказан в теории (Рис. 19a), а также возникновение побочных «колец» сильного рассеяния в эксперименте, которые, тем не менее, становятся слабее с увеличением расстояния R. Это подтверждает гипотезу, что появление «колец» связано с переотражением. Вблизи рассеивателя происходит многократное переотражение, дающее большой вклад в диаграмму рассеяния. На больших расстояниях от центра рассеивателя в сторону рассеяния вперед амплитуда «колец» составляет всег около 20% от максимума амплитуды рассеяния, что свидетельствует от незначительности данного артефакта. Из всех вышеописанных результатов экспериментов приходим к выводу, что акустические свойства пенопласта достаточно близки к акустическим свойствам воздуха, что позволяет нам использовать пенопластовые образцы в качестве моделей пузырьков газа.

Теперь перейдем к особенностям построения ультразвукового изображения рассматриваемых нами моделей пузырьков газа. Для построения ультразвукового изображения рассеивателя по аналогии с тем, как это делается в ультразвуковом сканере, написана программа в среде программирования Matlab. Реализованы два алгоритма построения: в режиме посылки квазиплоской волны и в режиме посылки сфокусированной волны. Были выполнены построения ультразвукового изображения точечного рассеивателя в разных режимах работы сканера и с различными положениями фокуса. Результаты показали, что даже точечный рассеиватель на ультразвуковом изображении имеет вид яркого пятна конечных размеров порядка длины волны, что обусловлено дифракционными эффектами. Размер пятна, тем самым, не позволяет определить истинный диаметр рассеивателя размерами меньше длины волны.

Для сопоставления теоретических представлений с экспериментальными данными был проведен ряд экспериментов по получению ультразвукового изображения мягких рассеивателей сферической формы. В качестве измерительного прибора был использован ультразвуковой сканер Terason Ultrasound System с числом элементов 128 и рабочей частотой 3 МГц. Изображение можно было наблюдать на экране лэптопа, включающего в себя также блок обработки данных, приходящих со сканера, и конструирование данных, посылаемых на сканер. В одном из экспериментов были взяты два образца из пенопласта диаметрами 1 мм и 0,5 мм. При таком подборе параметра TGC (Time Gain Compensation) , чтобы данные кусочки пенопласта хорошо визуализировались, было обнаружено, что размеры полученных изображений практически не отличались (Рис. 6). Это говорит о том, что для данных размеров рассеивателей разрешающая способность УЗ сканера уже не позволяет получить изображение размером с истинный рассеиватель. Изображения обоих пузырьков превышают по размерам истинные. Встает вопрос, есть ли возможность определять их размеры по какому-то другому параметру.

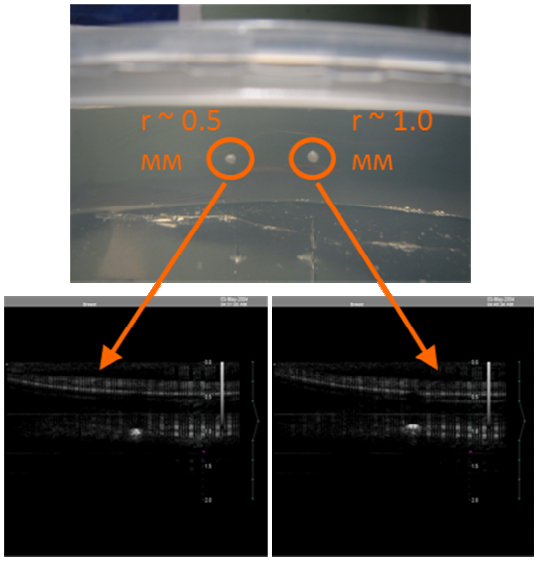


Рис. 6. Сравнение изображений двух моделей пузырьков размерами 0.5 мм и 1 мм

Ответ на этот вопрос нам подсказали теоретические расчеты зависимости амплитуды рассеянного сигнала от радиуса рассеивателя для абсолютно мягкой сферы. Для нахождения амплитуды использовалась формула для давления (1). Для упрощения расчетов в дальнем поле ($r\to\infty$) используем то, что функция Ханкеля имеет следующую асимптотику:

$$h_n^{(1)}(kr) = (-i)^{n+1}\frac{e^{ikr}}{kr} \qquad (4)$$

Тогда формула для давления рассеянного поля вдали от рассеивателя имеет вид:

$$p_s = e^{-i\omega t} f(ka,\theta)\frac{e^{ikr}}{kr}, \quad f(ka,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)(-i)^{2n+1}\frac{j_n(ka)}{h_n(ka)}P_n(\cos\theta) \qquad (5)$$

Здесь a – радиус рассеивателя, θ – угол рассеяния (отсчет от θ = 0° при рассеянии вперед). Нас интересует коэффициент $f(ka,\theta)$, который характеризует амплитуду рассеянного сигнала. В общем случае его зависимость от радиуса рассеивателя не монотонна (Рис. 7). Но при рассмотрении рассеяния строго назад (а именно это рассеяние, в основном, используется при построении ультразвукового изображения), мы видим, что зависимость монотонная.

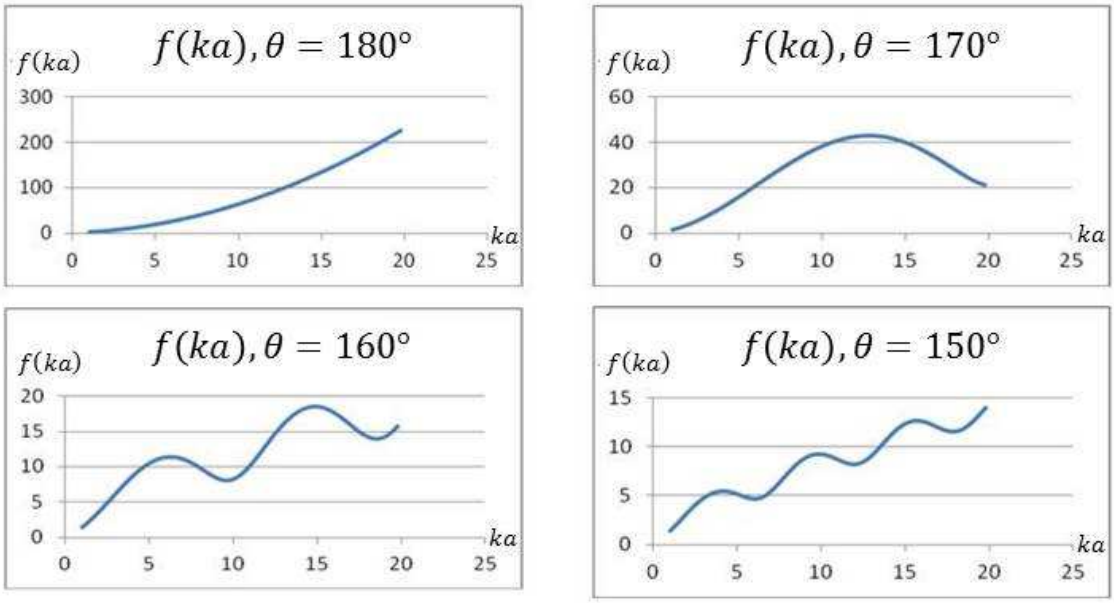


Рис. 7. Зависимость коэффициента f(ka) от ka при различных углах θ в формуле давления рассеянного поля

Этот факт позволяет нам предложить метод определения истинного размера рассеивателя не по размеру его ультразвукового изображения, а по яркости, которая напрямую зависит от амплитуды рассеянного сигнала.

Работа поддержана грантом РНФ № 14-15-00665.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор). — Акуст.ж., 2003, т.49, №4, с.437-464.
2. Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., and Khokhlova V. Disintegration of tissue using high intensity focused ultrasound: Two approaches that utilize shock waves. – Acoustics Today, 2012, v. 8, no. 4, pp. 24-36.
3. Крылов В. В. Основы теории излучения и рассеяния звука. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. - 118 с.
4. Лепендин Л. Ф. Акустика: учебное пособие для втузов. – М.: Высш. школа, 1978. - 448 с.
5. Hickling R. Analysis of echoes from a solid elastic sphere in water. – J. Acoust. Soc. Am., 1962, v. 34, pp. 1582-1592. назад к содержанию

ГИСТОЛОГИЧЕСИЙ АНАЛИЗ МЕХАНИЧЕСКИХ РАЗРУШЕНИЙ В *EX-VIVO* ПОЧКАХ ЧЕЛОВЕКА И СВИНЬИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКА

В.А. Хохлова[1, 2)], Y.-N. Wang[2)], С.В.Буравков[3)], A.D. Maxwell[4)], T.D. Khokhlova[5)], D.W. Lin[4)], О.А. Сапожников[1, 2)], M.R. Bailey[2)], G.R. Schade[4)]

[1)] *Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва;*
[2)] *University of Washington, Center for Industrial and Medical Ultrasound; Seattle;*
[3)] *Факультет фундаментальной медицины МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва;*
[4)] *University of Washington, School of Medicine, Departments of Urology;*
[5)] *University of Washington, School of Medicine, Departments of Gastroenterology*
E-mail: vera@acs366.phys.msu.ru

Большинство современных клинических приложений высокоинтенсивного фокусированного ультразвука в неинвазивной хирургии (HIFU) основано на быстром нагревании среды за счет поглощения энергии ультразвуковой волны, ведущем к тепловой денатурации ткани в области фокуса. Недавно, учеными университета штата Вашингтон и МГУ был разработан новый метод, позволяющий механически разрушать ткани при импульсно-периодическом воздействии сфокусированными волнами с высокоамплитудными ударными фронтами. Используются импульсы миллисекундной длительности, вызывающие сверхбыстрый нагрев ткани в фокусе и ее взрывное вскипание в течение каждого из импульсов. Взаимодействие ударных фронтов с образующейся паро-газовой полостью миллиметрового размера приводит к механической дезинтеграции ткани на субклеточные фрагменты. Работоспособность метода уже была показана на *ex-vivo* тканях говяжьей печени и сердца, а также свиной почке *in-vivo*. В данной работе механические разрушения были получены в *ex-vivo* тканях человеческой и свиной почки. Приводится описание проведенных экспериментов, обсуждаются результаты сравнительного анализа и гистологических исследований полученных разрушений.

Введение

За последние десятилетия применение фокусированного ультразвука высокой интенсивности (в англоязычной литературе – high intensity focused ultrasound, HIFU) стало одним их наиболее эффективных и быстро развивающихся направлений медицинской физики [1-3]. Самой широкой областью применения HIFU является безоперационное разрушение новообразований, при этом основным механизмом разрушения ткани является ее нагрев: за счет поглощения энергии звуковой волны происходит быстрое, за несколько секунд, повышение температуры ткани в области фокуса пучка, приводящее к тепловому некрозу. Разрушение новообразований почки с помощью HIFU терапии является актуальной клинической проблемой в связи с ростом количества случаев почечной карциномы [5] и увеличением процента больных на более поздней стадии заболевания [6]. Так, в рекомендацях Американской Урологической Ассоциации по терапии новообразований почки отмечено: «Температурная абляция является возможным вариантом лечения пациентов, для которых хирургическое вмешательство связано с высоким риском, которые согласны на активное лечение и продолжительное радиологическое наблюдение после лечения» [4]. Существующие методы тепловой абляции – лазерная и радиочастотная катетерная абляция – инвазивны и не позволяют разрушать опухоли размером более 3-4 см^3, в то время как именно опухоли большого размера часто связаны с рецидивом заболевания [7]. Кроме того, возможности визуализации области разрушения и контроля воздействия весьма ограничены [8]. Исследования, описанные в этой работе, нацелены на улучшение методов неинвазивной абляции новообразований почки.

Сравнительно недавно, в 2004 году, учеными из университета штата Мичиган был предложен принципиально новый подход к разрушению биоткани с помощью HIFU (гистотрипсия), при котором происходит локальное механическое разрушение ткани на субклеточные составляющие [9]. Данный метод основан на использовании высокоамплитудных импульсов микросекундной длительности для возбуждения кавитационного облака в ткани в фокальной области HIFU-источника [10,11]. Первые опыты на свиной почке показали принципиальную возможность разрушения ее ткани методом гистотрипсии [12]. Как механически разрушенная область, так и кавитационное облако были хорошо видны с помощью ультразвукового диагностического ультразвукого наблюдения УЗИ, являющегося, таким образом, простым и удобным способом контроля терапии. Однако стали понятны и проблемы с введением метода гистотрипсии в клиническую практику: статистический характер процесса кавитации и необходимость создания огромных акустических давлений в фокусе излучателя, которые было невозможно обеспечить существующими клиническими HIFU системами [13].

Метод гистотрипсии посредством инициации кипения – «кипящая» гистотрипсия

Несколькими годами позже, в университете штата Вашингтон совместно с учеными из МГУ был разработан альтернативный подход к механическому разрушению ткани, который назвали «кипящей» гистотрипсией. Этот метод использует менее интенсивные, но более длинные миллисекундные импульсы, позволяющие периодически, в течение каждого из импульсов, достигать температуры кипения внутри фокальной области HIFU-пучка. Такое быстрое увеличение температуры ткани обусловлено поглощением энергии ультразвука на ударных фронтах, образующихся в небольшой области вокруг фокуса за счет нелинейных акустических эффектов [14]. Взаимодействие ударной ультразвуковой волны с образующейся при вскипании ткани паро-газовой полостью миллиметровых размеров приводит к механическому разрушению (раздроблению) ткани на мелкие фрагменты микронных размеров [15]. Физическим механизмом такого раздробления является акустический фонтан, образующийся внутри паровой полости и последующая атомизация ткани [16]. Сравнительное описание параметров и физических механизмов, использующихся в двух подходах гистотрипсии, проведено в недавней работе [17].

Принципиальная возможность кипящей гистотрипсии (КГ) говяжьей печени и сердечной мышцы *ex-vivo* при облучении была продемонстрирована в наших предыдущих работах [15]. Было показано, что КГ приводит к механическому раздроблению ткани на субклеточные компоненты, без теплового эффекта, в том случае если длительность ультразвукового импульса немного превышает время кипения, а коэффициент заполнения в импульсно-периодическом режиме не превышает 2% [18]. Таким образом, метод кипящей гистотрипсии может оказаться очень перспективным в абляционном лечении новообразований почки. Недавно были проведены первые успешные эксперименты *in-vivo* на печени свиньи [19]. Однако все имеющиеся до последнего времени результаты были получены при исследованиях на тканях животных, отклик которых которые может отличаться от отклика человеческой биоткани. Недавно в университете штата Вашингтон были проведены первые сравнительные эксперименты на аутопсийной почке человека и *ex-vivo* почке свиньи. Целью настоящей работы являлось проведение детального гистологического сравнения полученных разрушений для создания основы дальнейших исследований на живых моделях.

Описание эксперимента

Почка была взята у умершего больного, следуя утвержденной аутопсийной программе медицинского центра, по истечении менее четырех часов после смерти;

почка свиньи по истечении менее четырех часов часа после забоя животного. Образцы ткани дегазировались в течение получаса в фосфатном физиологическом растворе (PBS). HIFU-излучатель с рабочей частотой 1 МГц состоял из семи элементов, расположенных на поверхности сферической чашки с диаметром 14.7 см и фокусным расстоянием 14 см [20]. Фокус излучателя находился на глубине 1-2 см внутри почки в ее внешней части (корковом веществе) (Рис. 1а). Использовался следующий протокол облучения [21]: длительность импульсов составляла 10 мс, частота повторения импульсов – 1 с, акустическая мощность - 465 Вт (Рис. 1б). Согласно методу дирейтинга для HIFU полей [22], амплитуда ударного фронта в фокусе *in situ* (в ткани) составляла 98 МПа, пиковое положительное давление - 86 МПа, пиковое отрицательное давление - 17 МПа, общее количество импульсов – 180. В процессе облучения зона воздействия визуализировалась при помощи диагностического ультразвука (УЗИ). Такая визуализация была возможна благодаря возникновению сильного акустического рассеяния на образующихся при вскипании ткани паро-газовых пузырьках.

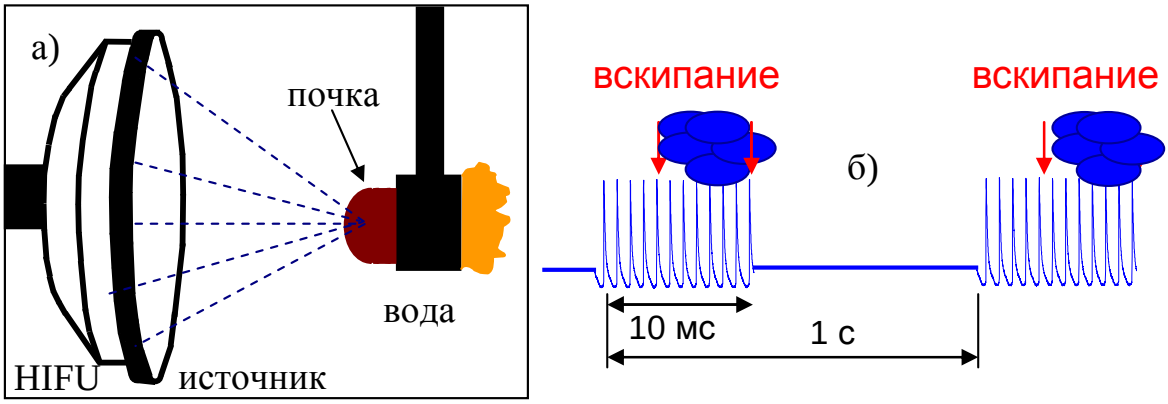


Рис. 1. Эксперимент по облучению свиной и человеческой почки ex-vivo: (а) схема установки и (б) протокол импульсно-периодического воздействия в режиме образования высокоамплитудных ударных фронтов в фокусе

После облучения HIFU в режиме, описанном выше, ткань в месте воздействия иссекалась и часть образцов анализировались визуально (рис. 2), часть подвергалась стандартной гистологической обработке. При визуальном анализе участки разрушенной ткани выглядели как полости, заполненные жидкостью (размолотой тканью). После удаления жидкости, как видно на рис. 2, края участков разрушения имели такие же структуру и цвет, как и окружающая необлученная ткань, что свидетельствовало об отсутствии теплового эффекта или его минимальном проявлении.

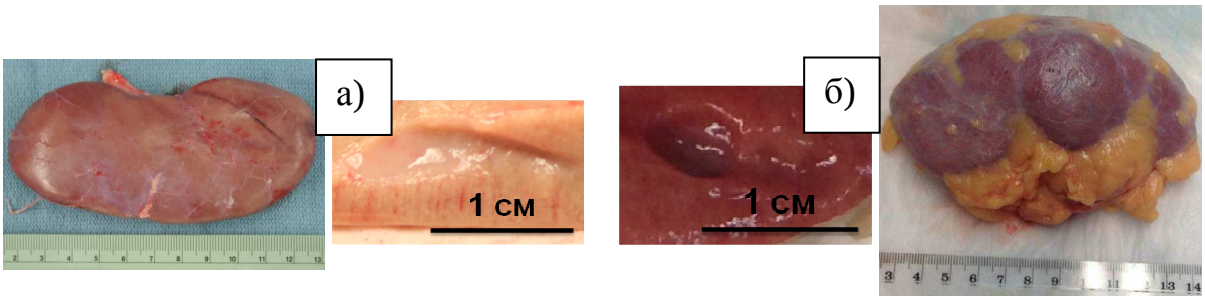


Рис. 2. Разрушения, полученные методом «кипящей гистотрипсии» в почке свиньи (а) и человеческой почке (б) ex vivo

Другая часть образцов подвергалась стандартной гистологической обработке, включающей фиксацию в формалине, обезвоживанию в спиртах восходящей концентрации и заливку в парафин. Парафиновые срезы толщиной 5 микрон, полученные на микротоме, после депарафинирования окрашивались гематоксилин-эозином (H&E) и реактивом Шиффа (PAS-реакция) и заключались под покровное стекло.

Сравнительное гистологическое исследование разрушений в почках человека и свиньи

Детальный сравнительный гистологический анализ полученных методом «кипящей» гистотрипсии разрушений в корковом веществе почки свиньи и человека проводился на факультете фундаментальной медицины МГУ. Исследование и фотографирование проводилось на микроскопе Ziess Axio Imager (Германия).

Результаты исследований гистологических срезов почки человека на малых увеличениях приведены на рис. 3. Отмечается полная дезинтеграция ткани с потерей клеточного состава, в то же время окружающая ткань не повреждена. Перифокальная область не имеет четкой демаркационной зоны, в ней можно видеть частичное повреждение клеток, более отчетливо видное при больших увеличениях на рис. 5. Повреждение в зоне разрушения равномерное с отсутствием какого-либо градиента по направлениям. Отмечается зона частичного разрушения клеток с нарушением тканевой структуры, выпадение ядер, слияние плазматических мембран клеток и образование липосомоподобных структур. За зоной частичного разрушения следует практически неизмененная ткань.

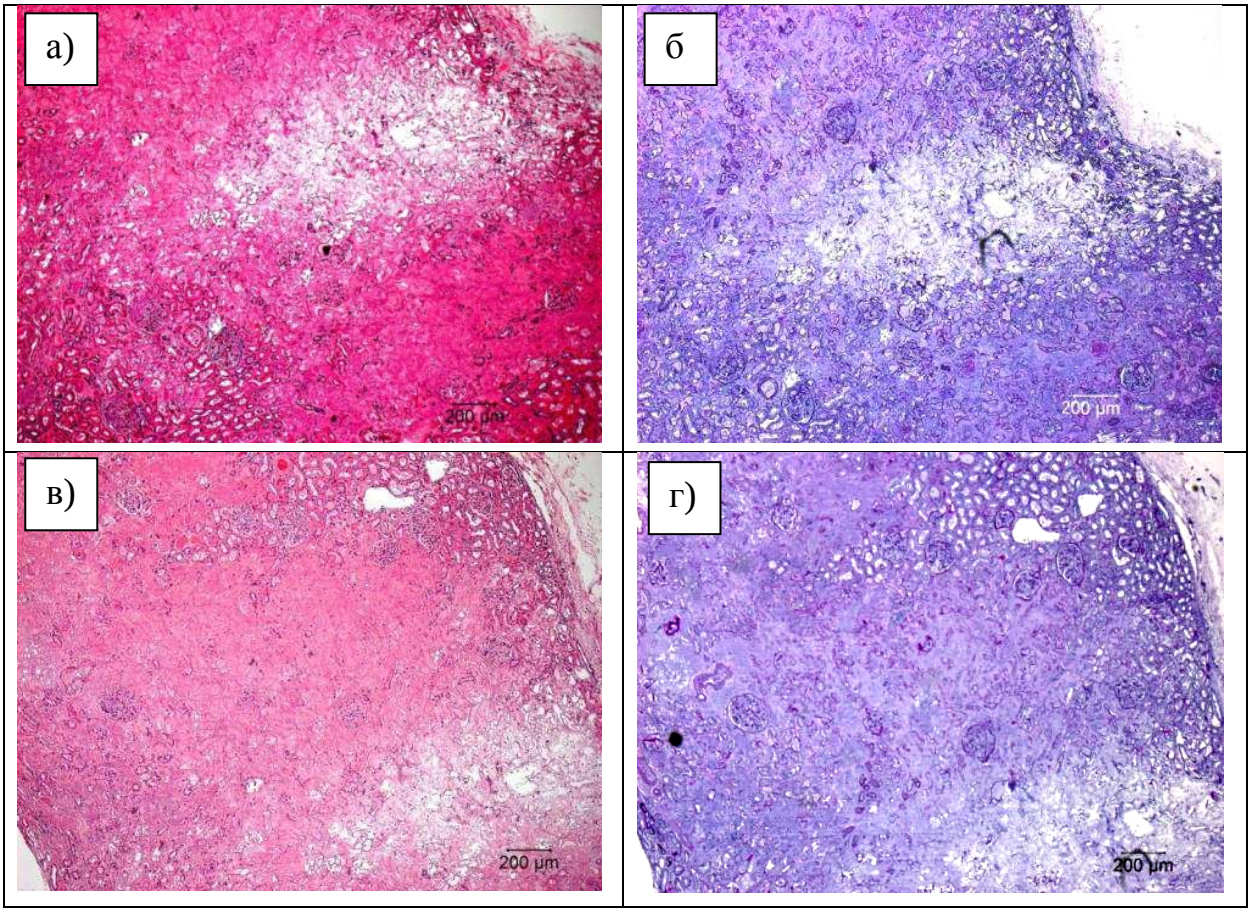


Рис. 3. Гистологические срезы почки человека, окрашенные гематоксилин-эозином (ГЭ) (а, в) и Шифф-реактивом (PAS) (б, г), при малом увеличении (объектив Х5). Зона УЗ абляции представлена белым неокрашиваемым участком размером ориентировочно 1000 мкм на 600 мкм (фокус абляции). Маркерная линия – 200 мкм

Область фокуса ультразвуковой абляции, представленная на рисунках 4в и 4г, характеризуется наличием полностью разрушенных клеток, обрывками незамкнутых плазматических мембран и множественными пустотами. Встречаются отдельные неразрушенные ядра клеток. Содержимое множественных пустот, по-видимому, было заполнено цитоплазматической и интерстициальной жидкостью и при гистологической проводке потеряно. На PAS-реакции можно встретить отдельные скопления гликопротеидов, полисахаридов и гликолипидов, окрашенных в красных цвет. В области, не подвергнутой абляции, отчетливо видно нормальное строение почки с сохранением гистологических структур. Клубочки образованы кровеносными капиллярами, на которые распадается приносящая артериола. Базальная мембрана капилляров клубочков плотная, гомогенная содержит PAS-позитивные мукополисахариды. Клетки эндотелия нередко вакуолизированы. Клубочек капилляров покрыт плоскими клетками размерами до 20—30 мкм со светлой цитоплазмой, тесно соприкасающимися друг с другом и составляющими внутренний слой капсулы Шумлянского—Боумена. Почечные канальцы также не изменены, в отдельных случаях можно видеть щеточную каемку (на PAS-реакции).

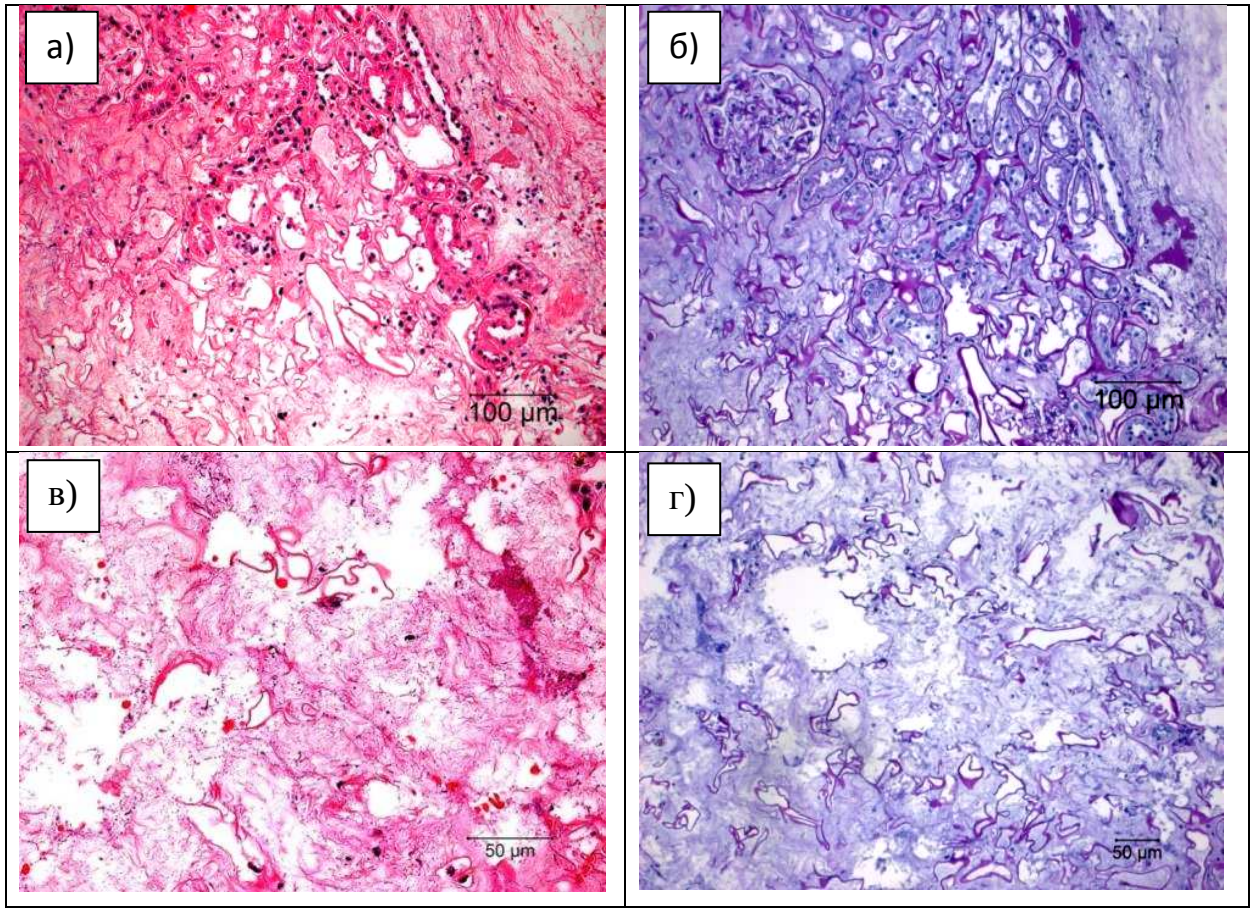


Рис. 4. Гистологические срезы почки человека, окрашенные ГЭ (а, в) и реактивом Шиффа (PAS реакции) (б, г) при средних (Х20) (а, б) и больших увеличениях (Х40) (в, г). На рисунках а) и б) представлена перифокальная область после воздействия HIFU. Маркерная линия на рис.2а и рис.2б – 100 мкм, на рис.2в и рис.2г – 50 мкм

Края участков разрушений, полученных в почке свиньи, имеют неровную форму с множественными инвагинациями по сравнению с более плавными краями разрушений в почке человека. Измерить размеры разрушений не представляется возможным в силу того, что нет уверенности в том, что в обоих случаях срезы были центральными, т.е. прошли через максимальную плоскость повреждения. Учитывая, что параметры ультразвукового поля были одинаковыми в обоих случаях, можно предположить, что плотность ткани была ниже в случае с почкой свиньи и для

разрушения ее ткани требовалось меньше энергии, чем для почки человека. Такое различие могло быть вызвано тем, что почка человека не была интактной (взята от умершего от болезни человека), а ее более высокая плотность могла быть обусловлена развитыми склеротическими процессами в результате болезни. Как видно из рисунка 5а,б, фокус повреждения гомогенен, однако окружен значительным пустым пространством, по-видимому, ранее заполненным газообразным содержимым. В перифокальной области видны локальные повреждения кровеносных сосудов с лизисом форменных элементов крови, а также заполненными детритом из фокуса повреждения (Рис. 5в,г). Проникновение детрита в сосуды из разрушенной области было вызвано, по-видимому, акустическими течениями, возникающими в полости под действием HIFU-импульсов.

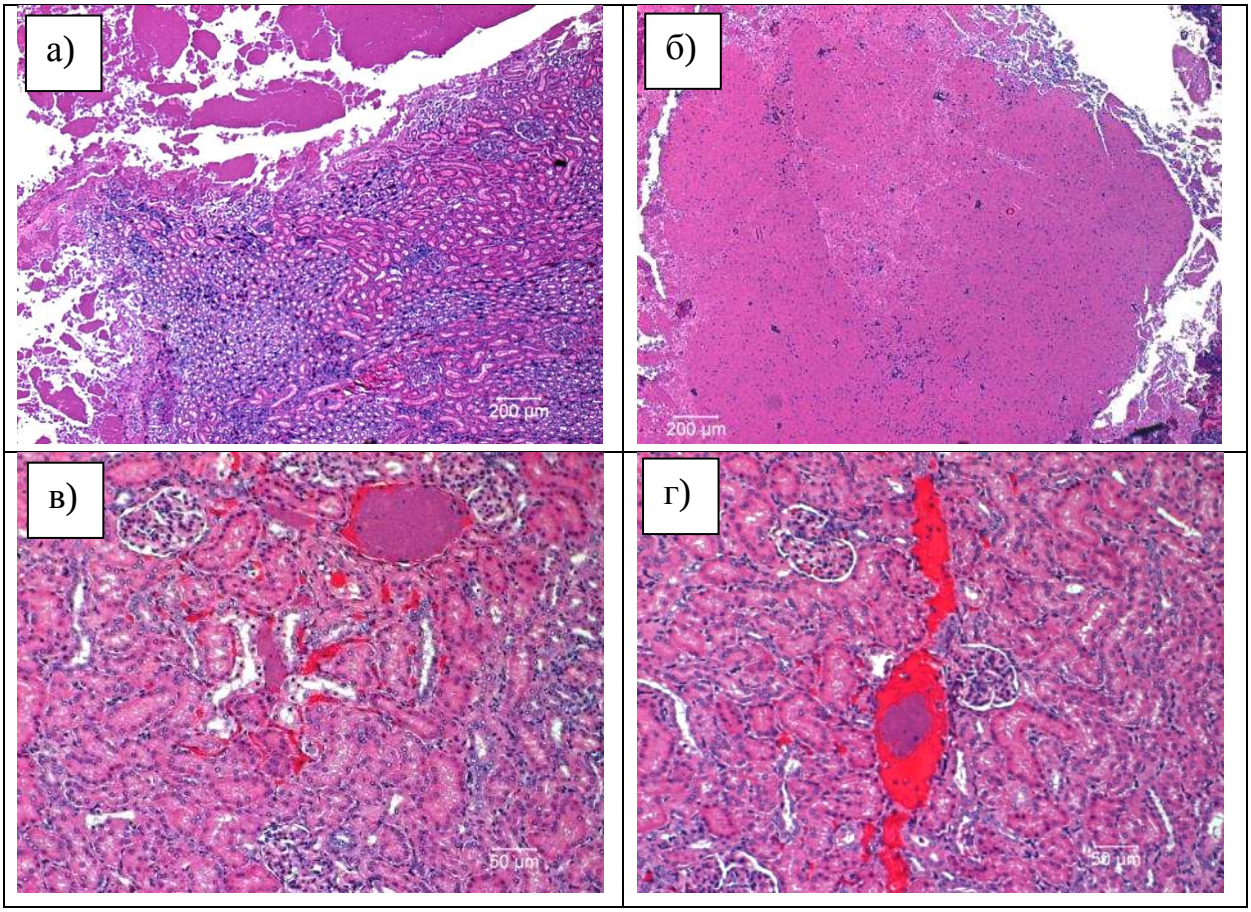


Рис. 5. Гистологические срезы почки свиньи, окрашенные ГЭ при малых (X5) (а,б) и больших увеличениях (X20) (в,г). Длина маркера – 200 мкм (а,б) и 50 мкм (в,г)

Заключение

Таким образом, сравнительное гистологическое исследование зон облучения почек человека и свиньи методом «кипящей» гистотрипсии показало, что ультразвуковая абляция приводит к локальному повреждению почечной ткани, с полной деструкции клеток в области фокуса. При визуальном исследовании, размер и внешний вид разрушений для обеих почек были примерно одинаковыми. Гистологический анализ при больших увеличениях показал, что в зоне абляции обнаруживались полностью разрушенные клетки, обрывки незамкнутых плазматических мембран и множественные пустоты. Встречались отдельные неразрушенные ядра клеток. Содержимое множественных пустот, по-видимому, было заполнено цитоплазматической и интерстициальной жидкостью либо было газообразным, и при гистологической проводке это содержимое было потеряно. При окраске реактивом Шиффа (PAS реакции) можно было встретить отдельные скопления

гликопротеидов, полисахаридов и гликолипидов, окрашенные в красный цвет. Изменений в зоне, не подвергнутой ультразвуковой абляции, практически не наблюдалось. Гистологическая структура в этой области соответствовала нормальной структуре почечной ткани.

В то же время, гистологический анализ показал некоторые отличия в разрушениях, полученных в человеческой и свиной почках. Края разрушений в почке человека имели более правильную плавную форму, в то время как в почке свиньи в аналогичном эксперименте фокус повреждения был извитой формы с множеством инвагинаций. На малых увеличениях можно было видеть границу полностью разрушенной и неповрежденной ткани, однако на больших увеличениях отмечается область частично поврежденной ткани с нарушением тканевой структуры, выпадением ядер, слиянием плазматических мембран клеток и образованием липосомоподобных структур. После зоны частичного разрушения была видна зона практически неизмененной ткани с сохранной гистологической структурой.

Можно сказать, что при выбранных режимах ультразвуковой абляции почечная ткань подвергается полному разрушению в фокальной области как у человека, так и у свиньи. Общий размер и форма разрушений примерно одинаковы и определяются структурой фокальной области HIFU-пучка. Таким образом, почка свиньи может использоваться как удобная модель для апробации режимов «кипящей» гистотрипсии *ex vivo*, а также в доклинических исследованиях *in vivo*. При этом необходимо иметь в виду и выявленные различия. Ткань почки человека более устойчива к разрушению, т.е. при одинаковых параметрах HIFU-поля в фокусе для ее полного разрушения требуется большее количество импульсов [21]. Возможно, по той же причине в почке человека повреждения имеют более правильную форму, чем в свиной почке. В перифокальной области не встречаются повреждения сосудов с лизисом форменных элементов крови и забросом в них детрита из фокуса повреждения. В дальнейшем область повреждения, по-видимому, будет подвергаться резорбции, приводя, в конечном счете, к развитию соединительной ткани и образованию рубца.

Работа выполнена при поддержке грантов NIH R01EB007643, 2T32DK007779-11A1, NSBRI through NASA NCC 9-58 и РФФИ 13-02-00183-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. ред. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Пер. с англ. М.: Физматлит. 2008. — 544 с.
2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань // Акуст. журн. — 2003 — Т. 49, № 4, С. 437-464.
3. Гаврилов Л.Р. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М: Фазис, 2013. — 656 с.
4. Campbell S.C., Novick A.C., Belldegrun A., Blute M.L., Chow G.K., Derweesh I.H., Faraday M.M., Kaouk J.H., Leveillee R.J., Matin S.F., Russo P., Uzzo R.G. Practice guidelines committee of the American Urological Association. Guideline for management of the clinical T1 renal mass // Journ. of Urology — 2009. Vol. 182(4): — P. 1271-1279.
5. Siegel R, Naishadham D., Jemal A. Cancer Statistics // CA: A Cancer Journal for Clinicians — 2013. Vol. 63(1) — P. 11-30.
6. Kane C.J., Mallin K., Ritchey J., Cooperberg M.R., Carroll P.R. // Cancer — 2008; Vol. 113(1). P. 78-83.
7. Psutka S.P., Feldman A.S., McDougal W.S., McGovern F.J., Mueller P., Gervais D.A. Long-term oncologic outcomes after radiofrequency ablation for T1 renal cell carcinoma // Euro Urol. — 2013. Vol. 63(3) — P. 486-492.

8. Venkatesan A.M., Wood B.J., Gervais D.A. Percutaneous ablation in the kidney // Radiology — 2011. Vol. 261(2) — P. 375-91.
9. Xu Z., Ludomirsky A., Eun L.Y, Hall T.L., Tran B.C., Fowlkes J.B., and Cain C.A. Controlled ultrasound tissue erosion. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control — 2004. Vol. 51(6) — P. 726-36.
10. Xu Z., Raghavan M., Hall T.L., Mycek M.-A., Fowlkes J.B., and Cain C.A. Evolution of bubble clouds produced in pulsed cavitational ultrasound therapy – histotripsy // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control — 2008. Vol. 55, P. 1122-1132.
11. Maxwell A.D., Wang T.-Y., Cain C.A., and Fowlkes J.B. Cavitation clouds created by shock scattering from bubbles during histotripsy // J. Acoust. Soc. Am. — 2011. Vol. 130(4) — P. 1888-1898.
12. Roberts W.W., Hall T.J., K. Ives, Wolf J.S. Jr., Fowlkes J.B., and Cain C.A. Pulsed cavitational ultrasound : a noninvasive technology for controlled tissue ablation (histotripsy) in the rabbit kidney // Journal of Urology — 2006. Vol. 175 — P. 734-738, 2006.
13. Xu Z., Hall T.L., Fowlkes J.B., Cain C.A. Effects of acoustic parameters on bubble cloud dynamics in ultrasound tissue erosion (histotripsy) // J. Acoust. Soc. Am. — 2007. Vol. 122 — P. 229-36.
14. Canney M.S., Khokhlova V.A., Bessonova O.V., Bailey M.R., Crum L.A. Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // Ultrasound in Med. and Biol. — 2010. Vol. 36(2) — P. 250-267.
15. Khokhlova T.D., Canney M.S., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Crum L.A., Bailey M.R. Controlled tissue emulsification produced by high intensity focused ultrasound shock waves and millisecond boiling // J. Acoust. Soc. Am. — 2011. Vol. 130(5) — P. 3498 - 3510.
16. Simon J.C., Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A., Wang Y.-N., Crum L.A., and Bailey M.R. // Ultrasonic atomization of tissue and its role in tissue fractionation by high intensity focused ultrasound — Phys. Med. Biol. — 2012, Vol. 57(23) — P. 8061-8078.
17. Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., Khokhlova V. Disintegration of tissue using high intensity focused ultrasound: Two approaches that utilize shock waves // Acoustics Today — 2012 — Vol. 8(4), P. 24-36.
18. Wang Y.-N., Khokhlova T.D., Bailey M.R., Hwang J.-H., Khokhlova V.A. Histological and biochemical analysis of mechanical and thermal bioeffects in boiling histotripsy lesions induced by high intensity focused ultrasound // Ultrasound in Medicine & Biology — 2013 — Vol. 39(3), P. 424-438.
19. Khokhlova T.D., Wang Y.-N., Simon J.C., Cunitz B.W., Starr F., Paun M., Crum L.A., Bailey M.R., Khokhlova V.A. Ultrasound-guided tissue fractionation by high intensity focused ultrasound in an *in vivo* porcine liver model // Proceedings of the National Academy of Sciences — 2014, May 19.
20. Maxwell A.D., Kreider W., Yuldashev P.V., Khokhlova T.D., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R., Khokhlova V.A. A boiling histotripsy system for deep tissue ablation // Conference Program and Abstracts of the 13th International Symposium for Therapeutic Ultrasound — May 12-16, Shanghai, China — P. 131.
21. Schade G.R., Wang Y.-N., Maxwell A.D., Khokhlova T.D., Lin D.W., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R., Khokhlova V.A. Pilot evaluation of boiling histotripsy of the kidney: assessment in human *ex vivo* kidneys and validation of the porcine model // Abstract Book of the 14th International Symposium for Therapeutic Ultrasound — April 2-5, 2014, Las Vegas, Nevada, USA — P. 284.
22. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Кэнни М.С., Бэйли М.Р., Крам Л.А. Метод определения параметров акустического поля в биологической ткани для терапевтических применений мощного фокусированного ультразвука // Акуст. журн. — 2010, т. 56(2) — С. 296–306. назад к содержанию

СОНОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

Николаев А.Л.[1)], Гопин А.В.[1)], Андронова Н.В.[2)], Трещалина Е.М.[2)], Дежкунов Н.В.[3)]

[1]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Химический факультет
Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 3
[2]ФГБУ «Российский онкологический научный центр им. Н. Н. Блохина» Российской академии медицинских наук 115478, г. Москва, Каширское шоссе д.23
[3]Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220027, Минск, ул. П. Бровки 6

E-mail: nicmsu@gmail.com

Обобщен опыт работы Российского онкологического научного центра им. Н.Н. Блохина и химического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по ультразвуковой терапии онкологических заболеваний. Разработаны подходы к выбору и синтезу оптимальных соносенсибилизаторов, создана аппаратура для проведения доклинических и клинических исследований, разработаны схемы терапии для клинического применения. Проводится вторая фаза клинических исследований. Предложен оригинальный способ синтеза наночастиц и их агрегатов (твердофазных соносенсибилизаторов) непосредственно в опухоли. Создан теоретический задел, относящийся к комплексу сопутствующих синтетических, биофизических и физико-химических задач.

Основной задачей любого терапевтического воздействия можно назвать обеспечение его избирательности. Это в равной мере касается как лекарственных методов терапии, так и инструментальных, в частности ультразвуковых. В ультразвуковой терапии онкологических заболеваний в результате многолетних экспериментальных исследований появились два различных подхода – неинвазивная хирургия (HIFU – High Intensity Focused Ultrasound) [1] и сонодинамическая терапия (СДТ) [2, 3].

Метод HIFU предполагает применение фокусированного ультразвука высокой интенсивности (100-10000 Вт/см^2). Основным механизмом разрушения опухоли является тепловой, приводящий к коагуляционному некрозу тканей. Чтобы полностью разрушить все живые клетки опухоли требуется передвигать фокальную область по заданному объёму с помощью координатных устройств. Такая процедура создания в злокачественной опухоли многих последовательных разрушений связана с двумя существенными сложностями. Первая из них обусловлена возможным движением облучаемых участков организма за время облучения на расстояния сравнимые с промежутком между соседними разрушениями (единицы миллиметров). Вторая связана с возможным взаимодействием между соседними индивидуальными разрушениями (lesion-lesion interaction или LLI). При этом возможна ситуация, когда ранее созданное тепловое разрушение может повлиять на прохождение следующего ультразвукового пучка и сместить координаты вновь создаваемого разрушения. Обе проблемы находят свои решения, и метод HIFU хирургии постепенно внедряется в клиническую практику. Однако для своего применения он требует дорогостоящего прецизионного оборудования и специально обученного персонала. Также его применение целесообразно не для всех типов и локализаций онкологических образований.

Метод сонодинамической терапии злокачественных заболеваний значительно проще в аппаратурном и эксплуатационном отношении и, в некоторых случаях, может рассматриваться в качестве альтернативы HIFU хирургии. Сущность метода СДТ заключается в комбинированном воздействии на опухоль ультразвука и химических соединений нелекарственной природы, усиливающих терапевтический эффект –

соносенсибилизаторов. Используемые интенсивности ультразвука находятся в интервале 1-10 Вт/см^2. Фокусировка не так критична как в методе HIFU хирургии. Избирательность действия обеспечивается несколькими факторами: избирательным накоплением соносенсибилизатора в опухоли, преимущественным действием ультразвука на опухолевый очаг и преимущественной способностью здоровых тканей к восстановлению. Механизм возникновения терапевтических эффектов в этом методе до сих пор дискутируется, хотя имеется достаточно доказательств в пользу его свободно радикальной природы, связанной с кавитационными эффектами ультразвука [4-7]. Кавитацию можно рассматривать как эффективный способ концентрации энергии и трансформации мощности. Так, плотность энергии кавитационного пузырька в полях средней интенсивности превосходит плотность энергии звуковой волны на 5 порядков, достигая величины 10^8 Па. При тех же условиях средняя удельная мощность кавитационного пузырька превосходит удельную мощность звукового поля на 3 порядка, достигая значений 10^4 Вт/см^2. В результате кавитационных событий в системе возникают свободно-радикальные процессы, ударные волны, кумулятивные струи и ряд других явлений, локализованных в областях схлопывания кавитационных пузырьков. Эти высокоэнергетические факторы обеспечивают деструкцию опухоли – либо непосредственную, либо опосредованную соносенсибилизатором. Основной проблемой при этом является управление локализацией кавитационных процессов в несфокусированных акустических полях. В последнее время в качестве соносенсибилизаторов широко используются наночастицы и их агрегаты.

Агрегат микро- и наночастиц представляет собой подвижную систему контактов частиц и пор. Структура агрегата определяется химической природой частиц, их распределением по размерам, составом среды. Система агрегатов (с гидрофобными контактами в гидрофильной среде) в растворах, гидрогелях и в полимерных биологических средах является преимущественным местом выделения в пересыщенных средах газов или паров и «ловушкой» стабилизированных пузырьков газа, находящихся в среде. В ультразвуковом поле в области локализации агрегатов происходит повышенное тепловыделение за счет собственного поглощения ультразвука материалом агрегата, относительного движения его частиц и образования парогазовых пузырьков в порах агрегата в результате смещения частиц относительно друг друга. Это приводит к дополнительному повышению температуры за счет потерь при осцилляции пузырьков и рассеянии ультразвука пузырьками. В результате облегченного газообразования в области локализации агрегата происходит локальное снижение кавитационной прочности среды и как следствие появляется возможность локального преобразования акустической энергии в механическую и химическую. В работах [8-11] на различных модельных системах показано, что введение в среду наночастиц снижает порог кавитации и повышает ее эффективность. Таким образом, агрегаты являются центрами физико-химического преобразования акустической энергии, средством концентрации энергии и трансформации мощности.

В связи с этим, особый интерес представляет корреляция ультразвуковых эффектов с физико-химическими свойствами частиц, образующих эти агрегаты и возможность варьирования величины этих эффектов изменением их свойств.

Основными параметрами материала, оптимальное сочетание которых обеспечивает получение заданных свойств, являются:

- распределение по размерам;
- габитус;
- порозность и распределение пор по размерам (для агрегатов);
- способность к агрегированию в конкретных условиях;
- морфологическая устойчивость;
- модифицируемость поверхности (химическая и физическая);
- адсорбционная способность по отношению к лекарственным веществам;

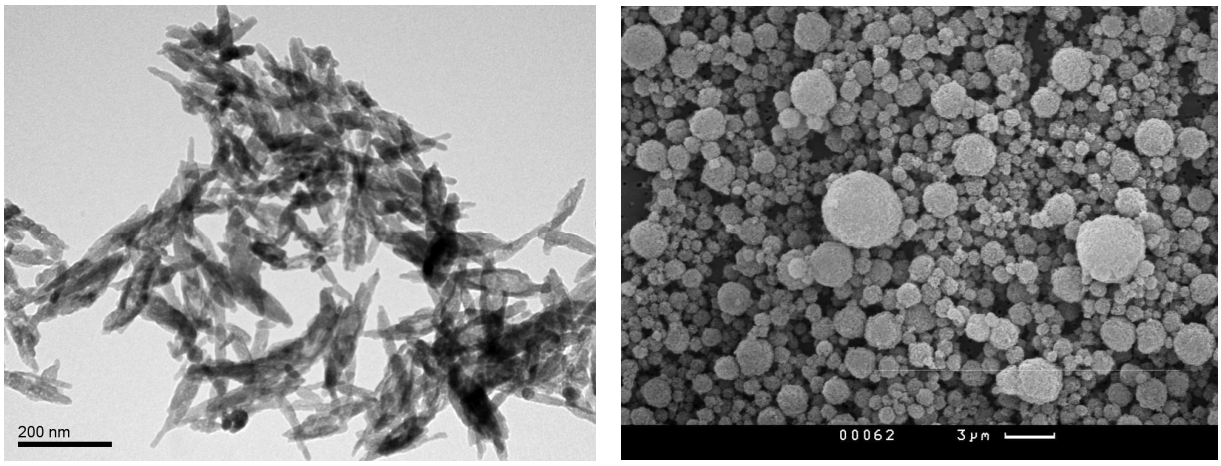
- возможность реализации процесса управляемой десорбции.

Выбор значимых варьируемых параметров определяется в каждом случае экспериментально на предварительном этапе исследования.

Существует два принципиально разных способа доставки наночастиц в очаг поражения – введение в кровоток уже готовых частиц и синтез непосредственно в очаге поражения, предложенный авторами [8]. При первом способе введения основной проблемой является токсичность наночастиц [12, 13]. В этом отношении наиболее перспективными для использования в доклинических и клинических исследованиях являются наночастицы биогенной природы, в частности наночастицы гидроксиапатита.

Гидроксиапатит (ГАП), обладая такими свойствами как биосовместимость и биоактивность, в настоящее время широко используется как замещающий материал в различных композитах медицинского назначения. Отсутствие острой и хронической токсичности при его системном введении в относительно больших дозах (до 100 мг/кг) допускает возможность введения стерилизованной суспензии наночастиц ГАП (нГАП) непосредственно в кровоток.

Нами была разработана специальная методика синтеза гидроксиапатита с применением ультразвука, позволяющая в широких пределах (50-1000 нм) варьировать распределение кристаллов нГАП по размерам и изменять форму кристаллов (рис. 1). Исследовалась адсорбция альбумина на гидроксиапатите. Связывание нГАП с альбумином – соединением интенсивно метаболизируемым опухолью – обеспечивало направленный транспорт соносенсибилизатора в опухоль. Одновременно альбумин являлся стабилизатором твердой фазы.



а) б)

Рис. 1. Электронная микрофотография исходной суспензии гидроксиапатита (а) и образца, синтезированного из неё ультразвуковым аэрозольным методом при 400 °С (б)

Терапевтическая эффективность сочетанного действия ультразвука и нГАП, введенного внутривенно, проверялась в экспериментах *in vivo* на мышах с внутримышечно трансплантированной меланомой В16 на специально разработанной установке. Исследовалась дозовая зависимость противоопухолевого эффекта и зависимость его от интервала времени между введением нГАП и ультразвуковым воздействием. Показано, что в оптимальных условиях противоопухолевый эффект комбинированного действия ультразвука и нГАП превышает ультразвуковой в 2-3 раза и сопоставим с эффектом стандартной химиотерапевтической схемой при лучшей переносимости [14].

Образования наночастиц и их агрегатов непосредственно в опухоли обеспечивается биохимическими особенностями ее роста, совокупность признаков которого носит название атипизма. В результате метаболического атипизма [15]

физико-химические условия в опухоли (пониженное значение pH, повышенное содержание ионов кальция в межклеточной жидкости, структура мембран) отличаются от условий в нормальных окружающих опухоль тканях. Эти отличия обуславливают возможность образования твердой фазы преимущественно в опухоли. Твердая фаза выделяется в опухоли после внутривенного введения растворов соединений, кальциевые соли или кислые формы которых в условиях опухоли нерастворимы (рис. 2). Так можно добиться избирательности образования наночастиц и их агрегатов преимущественно в опухоли (в сосудистом русле). Дополнительное выделение в этих местах акустической энергии способно обеспечить гибель опухоли или замедлить ее рост. В этом случае свойства агрегатов во многом определяются физико-химической обстановкой в опухоли, которой в определенных пределах возможно управлять системно.

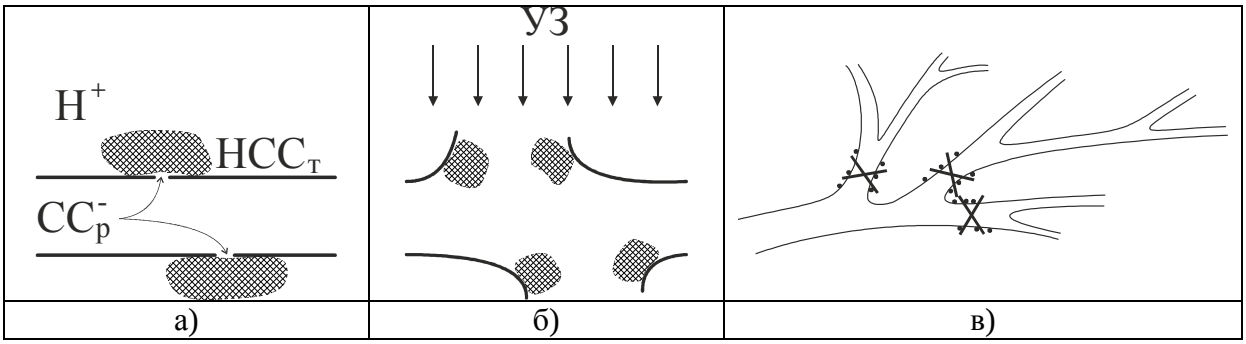


Рис. 2. Формирование твердофазных включений в сосудистом русле из растворимых прекурсоров (а) и дальнейшее разрушение сосудов под действием ультразвука (б, в)

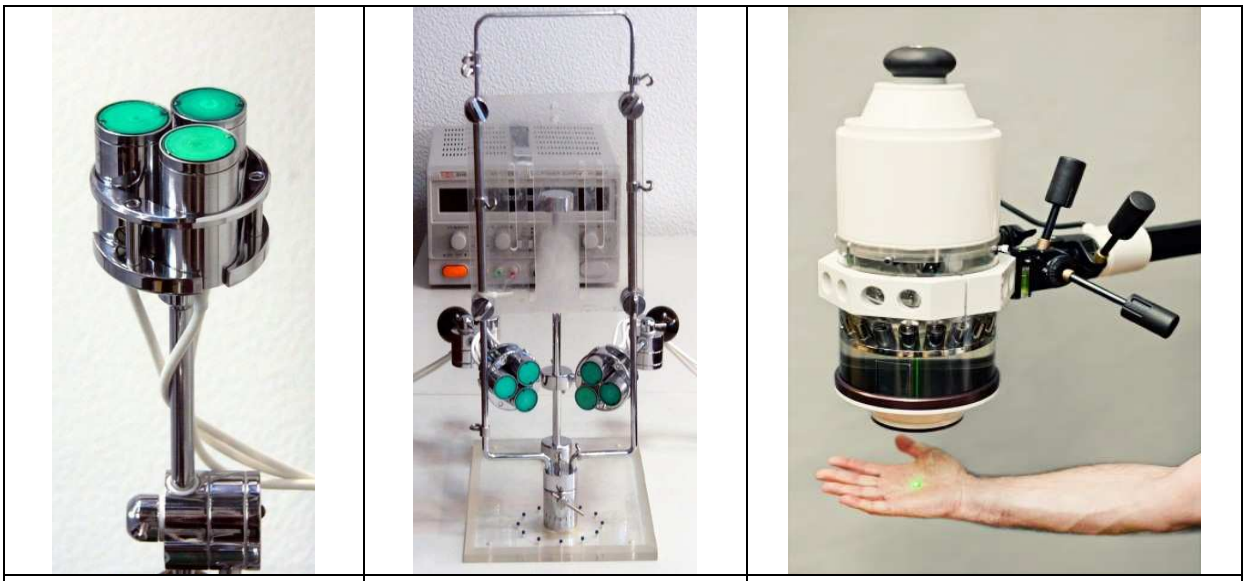
В России метод СДТ, в основном разрабатывается авторами, на базах ФГУП «НИОПИК», ФГБУ «РОНЦ им. Н.Н. Блохина» РАМН и химического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Работа проводится одновременно по нескольким направлениям – синтез соносенсибилизаторов, лабораторные физико-химические исследования, разработка аппаратуры, эксперименты *in vitro* и *in vivo*. К настоящему времени проведены доклинические исследования различных схем комбинированной СДТ злокачественных опухолей с использованием соносенсибилизаторов – производных фталоцианинового ряда (в том числе некоторых фотосенсибилизаторов) и химиопрепаратов. Установлено, что применение метода позволяет усилить повреждающее действие ультразвука на опухоль, не стимулирует метастазирование, увеличивает биодоступность лечебных препаратов, в том числе и к клеткам с множественной лекарственной устойчивостью. Некоторые соединения рекомендованы для внедрения в клиническую практику в качестве соносенсибилизаторов. Разработаны протоколы клинических испытаний, создана и зарегистрирована установка для клинических исследований.

Для проведения исследований на модельных системах и животных ООО «АЛЬБЕДО ПМП» было разработано оригинальное ультразвуковое оборудование: автономные излучатели двух частот 0.88 МГц и 2.64 МГц, установка для экспериментов на животных и установка для клинических исследований по ультразвуковой терапии. В обеих установках в качестве акустических систем были использованы блоки автономных излучателей.

Автономный погружной излучатель выполнен в виде герметичного модуля, в состав которого входит ультразвуковой преобразователь и задающий генератор.

Внешне конструкция модуля представляет собой хромированный металлический цилиндр диаметром 23 мм и длиной 40 мм. С одного торца цилиндр закрыт дисковым пьезоэлементом, излучающим ультразвук с интенсивностью до 5 Вт/см^2, с другой стороны через герметичный кабельный ввод подается питающее напряжение от 5 до

50 В. Интенсивность излучения зависит от напряжения питания модуля. В настоящее время компанией «Альбедо» выпускаются ультразвуковые излучатели на две частоты: 2,64 и 0,88 МГц. Увеличение интенсивности ультразвуковой энергии при необходимости может быть достигнуто путем параллельного включения нескольких излучателей. В сложных акустических системах поле формируется путем совмещения отдельных ультразвуковых пучков, создаваемых автономными излучателями, закрепленными в многоместном держателе заданной формы (рис. 3).



а) б) в)

Рис. 3. Ультразвуковое оборудование: а) блок автономных излучателей; б) установка для экспериментов на животных; в) акустическая система установки для клинических исследований

Акустическая система установки для клинических исследований включает 16 автономных излучателей, обеспечивающих одновременное излучение на двух частотах – 0,88 и 2,64 МГц. Потребляемая мощность до 1000 Вт. Для равномерного распределения акустической энергии в опухоли вертикальное перемещение блока излучателей автоматизировано. Установка снабжена комплексом управления всеми рабочими параметрами установки – интенсивностью и частотой излучения, температурой в зоне воздействия, скважностью импульсов, продолжительностью воздействия, скоростью и амплитудой вертикального сканирования. Акустическая система снабжена лазерной системой «целенаведения» узла облучения на заданный сектор опухолевого участка. Датчики температуры под контролем УЗИ устанавливаются в толще опухоли и в окружающих здоровых тканях. Положение фокуса излучателей в секторе определяется по максимальному значению температуры. Заданная температура достигается ступенчатым увеличением мощности. При этом каждому значению мощности соответствует стационарное значение температуры (рис. 4). Такой режим обеспечивает непрерывное действие ультразвука, исключает превышение температуры и автоматическое выключение установки. При возникновении у пациентов болевых ощущений процедуру прерывали на некоторое время и возобновляли после их исчезновения.

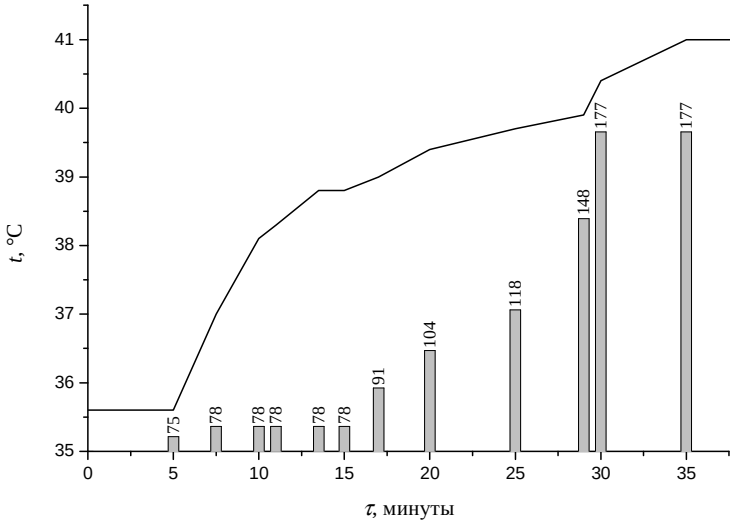


Рис. 4. Динамика нагревания опухоли. Суммарная электрическая мощность излучателей обозначена на графике цифрами

В отделении общей онкологии НИИ Клинической онкологии РОНЦ им. Н.Н.Блохина РАМН, проводится вторая фаза клинических исследований метода [16-19]. Оценка эффективности лечения больных диссеминированной меланомой с исчерпанными возможностями лечения показала, что сочетание ультразвука, соносенсибилизатора терафтала (октанатриевая соль окта-4,5-карбоксифталоцианина кобальта) и плановой химиотерапией реализует длительную стабилизацию роста подвергнутого воздействию опухолевого узла в 80 % случаев, на фоне общего прогрессирования процесса.

Положительные результаты, полученные при реализации выбранных в результате доклинических исследований схем комбинированной терапиии с использованием ультразвука и цитостатиков для саркомы мягких тканей и схемы с ультразвуком, цитостатиками и терафталом для диссеминированной меланомы, являются основанием для продолжения расширенного клинического исследования этого метода для других типов опухолей. Оптимизация параметров схем предполагает оптимизацию доз и интервалов введения компонентов схемы, режимов ультразвукового воздействия, физико-химических свойств соносенсибилизаторов и др. Выбор оптимальных терапевтических режимов является непростой задачей. Режимы, отработанные на животных, далеко не всегда можно перенести в клинику. Если для перехода от доз лекарственных препаратов, полученных в экспериментах на животных, к клиническим дозам существуют отработанные схемы, то для ультразвукового воздействия подобные подходы практически отсутствуют. Операторы полагаются на интуицию. Это обстоятельство снижает эффективность лечения, увеличивая время процедуры и риск появления неблагоприятных последствий. Поэтому на современном этапе развития ультразвуковой медицины, связанной с применением «разрушающих» режимов воздействия, весьма актуальными являются именно проблемы метрологии.

Обобщение собственного многолетнего опыта работы в области ультразвуковой терапии онкологических заболеваний, а так же литературных данных, позволяет сформулировать некоторые метрологические задачи, решение которых повысит эффективность взаимодействия исследователей, работающих в различных коллективах:

- разработка и создание эталонов биологических и тканевых сред. Для этого необходимо выявить основные признаки деления патологических очагов и нормальных тканей на биофизические группы по акустическим характеристикам. Подобное деление существует для невозмущающего среду

диагностического ультразвука. Для волн конечной амплитуды необходимо внести соответствующие изменения;

- введение понятия «единицы кавитации» – основного разрушающего фактора ультразвукового воздействия в выбранных условиях, отражающее биофизические изменения в среде, происшедшие в результате воздействия. Вероятно, такая единица может быть введена на основе объединения акустических и физико-химических методов оценки интенсивности кавитации;
- разработка и стандартизация неинвазивных кавитометров на базе фокусирующих приемных элементов. Такие устройства необходимы как для экспериментальных работ, так и в клинических исследованиях.

Особый интерес представляет исследование терапевтической эффективности сложных импульсных режимов ультразвукового воздействия [14, 20]. Во-первых, его применение приводит к снижению общей дозовой нагрузки и снижению болевого синдрома, во-вторых при импульсных режимах при определенном сочетании частоты модуляции, размера оболочечного объекта, плотности и поверхностного натяжения, можно добиться так называемого поверхностного резонанса. Этот эффект может быть использован в качестве дополнительного фактора воздействия на клетки опухоли.

Для решения перечисленных задач требуются совместные усилия специалистов по метрологии акустических измерений, биофизиков, медиков и физхимиков. Успех в этом направлении позволит установить корреляцию между параметрами модельных экспериментов, экспериментами *in vivo* и параметрами клинических исследований. Это сократит время исследований и позволит минимизировать неблагоприятные последствия лечения. В перспективе комбинированная ультразвуковая терапия, не претендуя на исключительность, может стать методом, значительно повышающим эффективность существующих методов лечения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гаврилов Л.Р. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине, Фазис, Москва, 2013, 656 с.
2. Umemura S., Yumita N., Nishigaki R., Umemura K. Mechanism of Cell Damage by Ultrasound in Combination with Hematoporphyrin // Japan J. Cancer Res. 1990. V. 81. № 9. P. 962-966.
3. Yumita N., Okuyama N., Sasaki K., Umemura S. Sonodynamic therapy on chemically induced mammary tumor: pharmacokinetics, tissue distribution and sonodynamically induced antitumor effect of gallium–porphyrin complex ATX-70 // Cancer Chemother. Pharmacol. 2007. V. 60. P. 891–897.
4. Hiraoka W., Honda H., Feril Jr. L.B., Kudo N., Kondo T. Comparison between sonodynamic effect and photodynamic effect with photosensitizers on free radical formation and cell killing // Ultrason. Sonochem. 2006. V. 13. № 6. P. 535–542.
5. Yumita N., Umemura S. Ultrasonically induced cell damage and membrane lipid peroxidation by photofrin II: mechanism of sonodynamic activation // J. Med. Ultrasonics. 2004. V. 31. P. 35–40.
6. Rosenthal I., Sostaric J.Z., Riesz P. Sonodynamic therapy – a review of the synergistic effects of drugs and ultrasound // Ultrasonics Sonochemistry. V. 11. 2004. P. 349–363.
7. Николаев А.Л., Чичерин Д.С., Герасимова Г.К., Андронова Н.В., Трещалина Е.М., Мелихов И.В. Механизм кристаллизации в полимерных гелях в аспекте сонодинамической терапии онкологических заболеваний // Доклады Академии наук. Т. 390. № 1. 2003. С. 59–61.

8. Николаев А.Л., Гопин А.В., Божевольнов В.Е., Трещалина Е.М., Андронова Н.В., Мелихов И.В. Применение твердофазных неоднородностей для повышения эффективности ультразвуковой терапии онкологических заболеваний. // Акустический журнал, Т. 55, № 4-5, 2009, С. 565–574.
9. Николаев А.Л., Гопин А.В., Божевольнов В.Е., Андронова Н.В., Филоненко Д.В., Трещалина Е.М., Дежкунов Н.В. Сонодинамическая терапия онкологических заболеваний // Сборник трудов XXIV сессии Российского акустического общества. Т. 3. 2011. С. 91–94.
10. Calligaris F., Dezhkunov N.V., Lanin V.L, Nikolaev A. L., Dallacasa V. Influence of Nanoparticles Introduction in a Liquid on Sonoluminescence and Cavitation Noise Spectra // Book of Abstrats of 13-th meeting of the European Society of Sonochemistry (ESS-13), 2012, Lviv, Ukraine, Editors V. Starchevskyy, O. Kondratovich, 2012, P. 137.
11. Котухов А.В., Николаев А.Л., Даллаказа В., Дежкунов Н.В., Гопин А.В. Влияние наночастиц магнетита на активность кавитации в высокочастотном фокусированном ультразвуковом поле // Сборник трудов 22 й сессии Российского акустического общества. Физическая акустика. 2010. С. 44–47.
12. Nishimori H., Kondoh M, Isoda K., Tsunoda S.-I., Tsutsumi Ya., Yagi K. Silica nanoparticles as hepatotoxicants // Eur. J. Pharm. Biopharm. 2009. V. 72. Iss. 3. P. 496–501.
13. Yildirimer L., Thanh N.T.K., Loizidou M., Seifalian A.M. Toxicological considerations of clinically applicable nanoparticles // Nano Today. 2011. V. 6. P. 585–607.
14. Николаев А.Л., Гопин А.В., Божевольнов В.Е., Трещалина Е.М., Андронова Н.В., Мелихов И.В., Филоненко Д.В., Мазина С.Е., Герасимова Г.К., Хорошева Е.В., Михайлова И.Н., Демидов Л.В., Бохян Б.Ю., Коган Б.Я., Калия О.Л. Комбинированная ультразвуковая терапия онкологических заболеваний // Российский химический журнал (Ж. Рос. Хим. об. им. Д.И.Менделеева). Т. 57. № 2. 2013. С. 83–99.
15. Шапот В.С. Биохимические аспекты опухолевого роста. – М.: Медицина, 1975. – 304 С.
16. Патент РФ № 2375090, рег. 10.12.2009.
17. Патент РФ №2447916, рег. 20.04.2012.
18. Патент РФ №2446844, рег. 10.04.2012.
19. Андронова Н.В., Трещалин И.Д., Николаев А.Л., Бохян Б.Ю., Трещалина Е.М., Переверзева Э.Р., Алиев М.Д., Коган Б.Я., Божевольнов В.Е., Гопин А.В., Ворожцов Г.Н. Экспериментальная оценка эффективности и безопасность сочетания локальной ультразвуковой гипертермии, ифосфамида и уропротектора // Саркомы костей, мягких тканей и опухоли кожи. 2012. № 2. С. 48–57.
20. Дежкунов Н.В., Котухов А.В., Столер В.А., Колтович В.А., Николаев А.Л. Влияние импульсного модулирования ультразвукового поля на динамику развития кавитационной области и активность кавитации // Доклады БГУИР. 2012. № 2 . С. 92–98. назад к содержанию

МОЩНЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИЕ РЕШЁТКИ С ПЛОТНОЙ «УПАКОВКОЙ» ЭЛЕМЕНТОВ

Гаврилов Л.Р.[1)], Сапожников О.А.[2)], Хохлова В.А.[2)]

[1)] Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева, Москва
[2)] Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва;
E-mail: gavrilov@akin.ru

В последние годы активно ведутся разработки мощных двумерных терапевтических решёток для применения в ультразвуковой хирургии. В нескольких зарубежных лабораториях изготовлены опытные образцы подобных устройств, проведены исследования на тканях *ex vivo*, показана возможность их клинического использования. Общим для этих фокусирующих систем является квази-случайное расположение элементов на поверхности решётки, что позволяет минимизировать уровень лепестков решётки и других вторичных максимумов интенсивности в излученном ею поле. Однако появление новых методов применения мощного ультразвука в медицине, основанных на использовании нелинейных полей и ударно-волновых режимов воздействия, требует существенного повышения мощности таких решёток. В докладе предложено обоснование целесообразности создания нового поколения подобных решёток, основанных на применении плотно «упакованных» элементов решётки с сохранением рандомизации их расположения на поверхности. Приведены примеры возможных конструкций подобных решёток.

За последние десятилетия применение фокусированного ультразвука высокой интенсивности стало одним их наиболее эффективных и быстро развивающихся направлений медицинской физики [1-3]. Наиболее часто для фокусирования ультразвука используются одиночные пьезокерамические преобразователи, представляющие собой по форме часть сферической оболочки. Такие излучатели относительно просты, дёшевы и несложны в изготовлении, что, несомненно, следует признать их большим достоинством. Однако их недостатком является фиксированное фокусное расстояние и, как следствие, относительно невысокая гибкость использования. Для разрушения тканей относительно большого объёма (несколько $см^3$ и более) должны быть предусмотрены средства для механического перемещения фокусирующей системы – координатные системы и позиционеры. Поскольку из практического опыта использования таких устройств известно, что для разрушения таких объёмов тканей требуется несколько часов, то использование в хирургии преобразователей с фиксированным фокусным расстоянием не всегда приемлемо.

Заметное преимущество в этом плане имеют ультразвуковые фазированные решётки, которые обеспечивают электронное динамическое фокусирование, т.е. возможность изменять местоположение области воздействия без перемещения самой решётки, и, что, возможно, ещё более важно, позволяют создавать одновременно несколько фокусов.

Существуют две разновидности решёток для ультразвуковой хирургии и терапии: решётки, устанавливаемые вне тела пациента (т.н. экстракорпоральные решётки), и решётки, вводимые внутрь организма (внутриполостные решётки). Первая разновидность таких решеток не имеет особых ограничений на размеры (обычно их диаметр составляет 100-120 мм и даже более), а значит и на число элементов, и потому могут быть выполнены двумерными. Именно такие решётки и являются предметом рассмотрения в данной работе. До недавнего времени двумерные фазированные решётки, разработанные и изготовленные в ряде зарубежных лабораторий, были только регулярными, причём наиболее часто использовались решётки с элементами, размещёнными в виде квадратов [4-7] (наиболее неудачного, по данным наших исследований, способа расположения элементов) (Рис. 1).

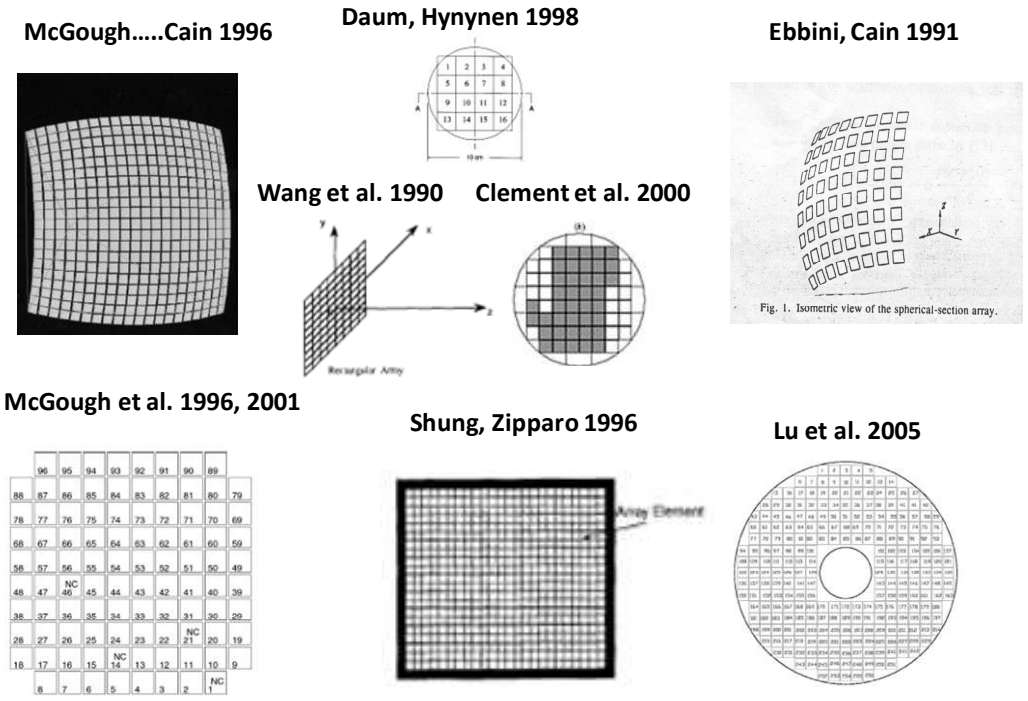


Рис.1. Регулярные двумерные решётки, разработанные в разных лабораториях

Недостатками подобных решёток является присутствие в их акустическом поле вторичных максимумов интенсивности, обусловленных дискретной структурой решётки и регулярным расположением в ней элементов. Наличие подобных максимумов может привести к нежелательному перегреву и даже к разрушению структур вне заданной области воздействия. Известно, что чтобы избавиться от боковых лепестков в диаграмме направленности, расстояние между центрами элементов решётки должно быть $<\lambda/2$ [8], где λ - длина волны, т. е., например, <0.5 мм на частоте 1.5 МГц. Однако чтобы создать при столь малых размерах элементов решётку с достаточно большой апертурой и при этом реализовать требуемые для терапевтической решётки значения акустической мощности, необходимо использовать значительное число элементов и электронных каналов. Снижение уровня боковых лепестков в диаграмме направленности решётки за счёт уменьшения амплитуды на элементах решётки от ее центра к периферии [8] также не приемлемо в силу весьма высоких требований к акустической мощности решётки. Еще один способ, основанный на использовании решёток с неравными расстояниями между центрами элементов [8], был апробирован авторами работы [9], которые показали, что ожидаемое за счёт апериодичности элементов линейной решётки снижение уровня вторичных максимумов интенсивности может достигать 30-45% по сравнению с решётками с равными расстояниями между элементами (т.н. эквидистантными решётками). Такие приёмы, как применение широкополосных сигналов для питания элементов решётки [10], также не слишком эффективны и пока не используются в реальных конструкциях решёток.

Для повышения качества акустических полей, создаваемых мощными двумерными решётками, рядом авторов был предложен подход, основанный на использовании "прореженных" решёток с элементами, случайным образом расположенными на поверхности решётки [11-14]. Основанием для такого подхода является то обстоятельство, что уровень боковых лепестков в создаваемом решёткой поле существенно зависит от регулярности структуры решётки. Это означает, что при случайном расположении элементов на поверхности двумерной решётки можно ожидать значительно более высокого качества распределений интенсивности

ультразвука (оцениваемого по наличию вторичных максимумов интенсивности в создаваемом решёткой поле) по сравнению с регулярными решётками. На рис. 2 для иллюстрации показано схематическое изображение регулярной решётки с расположением элементов в виде квадратов и рандомизированной решётки; обе решётки состоят из 256 одинаковых элементов в виде диска [12].

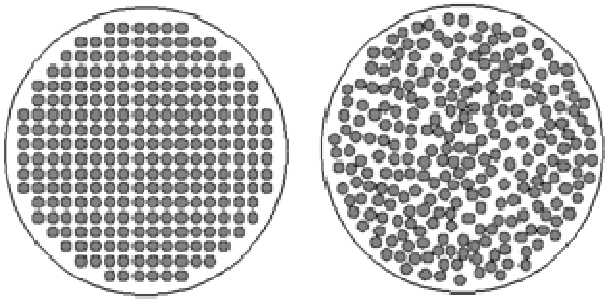


Рис. 2. Схематическое изображение решёток, состоящих из 256 элементов. Слева показана регулярная решётка с расположением элементов в виде квадратов, справа - рандомизированная решётка [12]

Вместе с тем в работе [12] было показано, что сама по себе рандомизация в расположении элементов решётки недостаточна для обеспечения высокого качества акустических полей при перемещении фокуса (или нескольких фокусов). Для достижения такого качества необходимо, чтобы размеры элементов решётки были не слишком направленными и составляли не более нескольких длин волн (как максимум, 5λ). Наконец, плотность «упаковки» элементов в решётке должна быть не слишком малой. Повышение прореженности (активная площадь < 35-40% от площади поверхности решётки) приводит к уменьшению излучаемой решёткой мощности и ухудшению качества распределений. Совокупность этих трёх факторов и является основным отличительным признаков наших патентов [15]. Важно подчеркнуть, что для достижения высокого качества полей, создаваемых решёткой, все три перечисленные фактора должны выполняться одновременно, а пренебрежение любым из них приведет к повышению в поле уровня вторичных максимумов интенсивности.

К настоящему времени с учётом этих принципов разработаны и активно применяются в нескольких зарубежных лабораториях рандомизированные фазированные решётки для применения в хирургии [16-18]. Изготовлены опытные образцы подобных устройств, проведены исследования на тканях *ex vivo*, показана возможность их клинического использования.

Если задаться вопросом, какой из обсуждавшихся факторов - «прореженность» или «рандомизация» установки элементов имеют более важное значение для реализации высокого качества акустических полей двумерных решёток, следует отметить, что «рандомизация» это всё же ключевое слово в данном контексте, поскольку именно случайное расположение элементов на поверхности решёток может привести к резкому уменьшению уровня лепестков решётки, даже если решётка будет плотно заполненной.

В этой связи следует упомянуть недавние работы, в которых элементы располагались на поверхности решётки в виде спирали. Это остроумное и простое решение позволяет расположить их максимально плотно на поверхности решётки и вместе с тем устранить регулярность в расположении элементов. Многочисленные расчёты полей решёток со спиралевидным расположением элементов продемонстрировали преимущества данного подхода (Сапожников, 2010, неопубликованные данные) – (Рис. 3). Эта идея несколько позже была использована и другими авторами [19, 20].

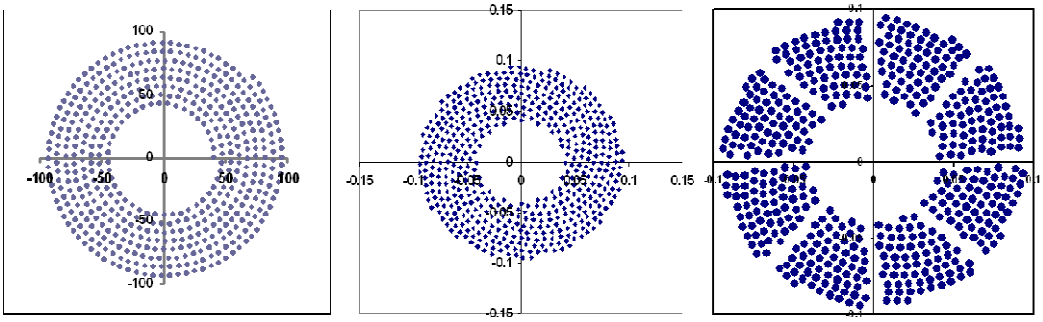


Рис. 3. Некоторые конфигурации спиралевидного расположения элементов на поверхности рандомизированных решёток, ранее предложенные и исследованные авторами

Представляло интерес исследовать влияние плотной «упаковки» элементов на величину максимальной интенсивности в фокусе и сравнить качество распределений интенсивности «обычных» рандомизированных решёток и решёток с плотной спиралевидной упаковкой элементов на поверхности.

Сравнивались поля двух рандомизированных решёток из 512 элементов с рабочей частотой ультразвука 1 МГц. Они отличались тем, что первая из них состояла из элементов в виде диска диаметром 6 мм, расположенных на поверхности решётки случайным образом (Рис. 4а), а вторая - из квадратных элементов размером 6 х 6 мм, расположенных в виде архимедовой спирали (Рис. 4б).

Параметры первой из решёток были таковы:

Диаметр решётки	200.6 мм.
Радиус кривизны	150 мм.
Диаметр центрального отверстия для диагностического датчика	75 мм.
Интенсивность на поверхности элементов	5 Вт/см^2.

Минимальное и максимальное расстояния между краями элементов были, соответственно, 0.44 и 1.35 мм.

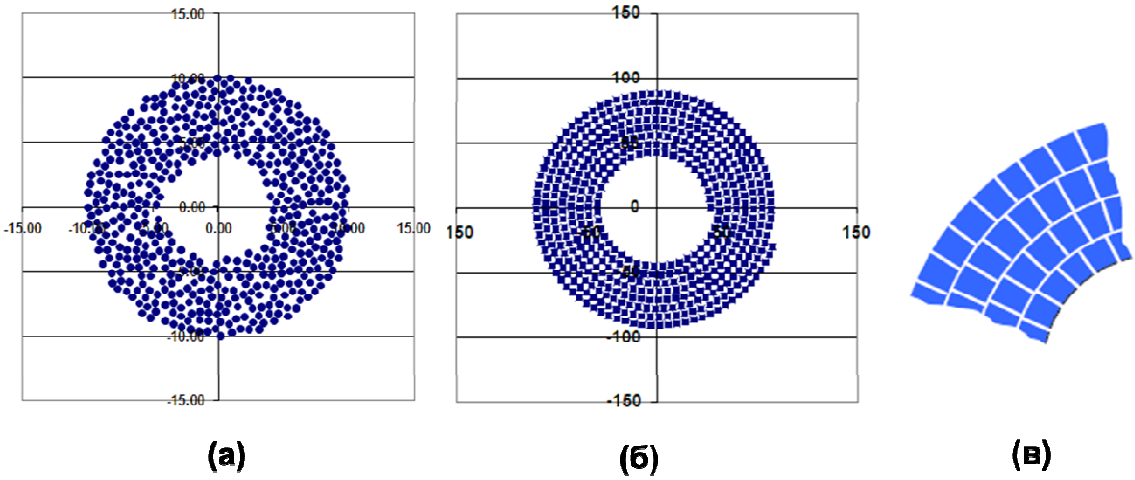


Рис. 4. Две рандомизированные решётки (частота 1 МГц), состоящие из 512 элементов: (а) решётка из элементов в виде дисков диаметром 6 мм, расположенных случайным образом на поверхности решётки; (б) решётка из квадратных элементов (6 х 6 мм) расположенных в виде архимедовой спирали; (в) способ расположения элементов в спиральной решётке (б)

Элементы во второй решётке были расположены в виде архимедовой спирали (Рис. 4б). Расстояние между элементами было 0.5 мм, метод их расположения показан на Рис. 4в. Другие параметры второй решётки были:

Диаметр решётки	191.3 мм.
Радиус кривизны поверхности:	150 мм.
Диаметр центрального отверстия	75 мм.
Интенсивность на поверхности элементов	5 Вт/см^2.

Расчёты и оценки качества распределений интенсивности в акустических полях, создаваемых описанными выше решётками, были выполнены с использованием разработанных ранее методов [12]; полученные результаты приведены на представленных ниже графиках (Рис. 5).

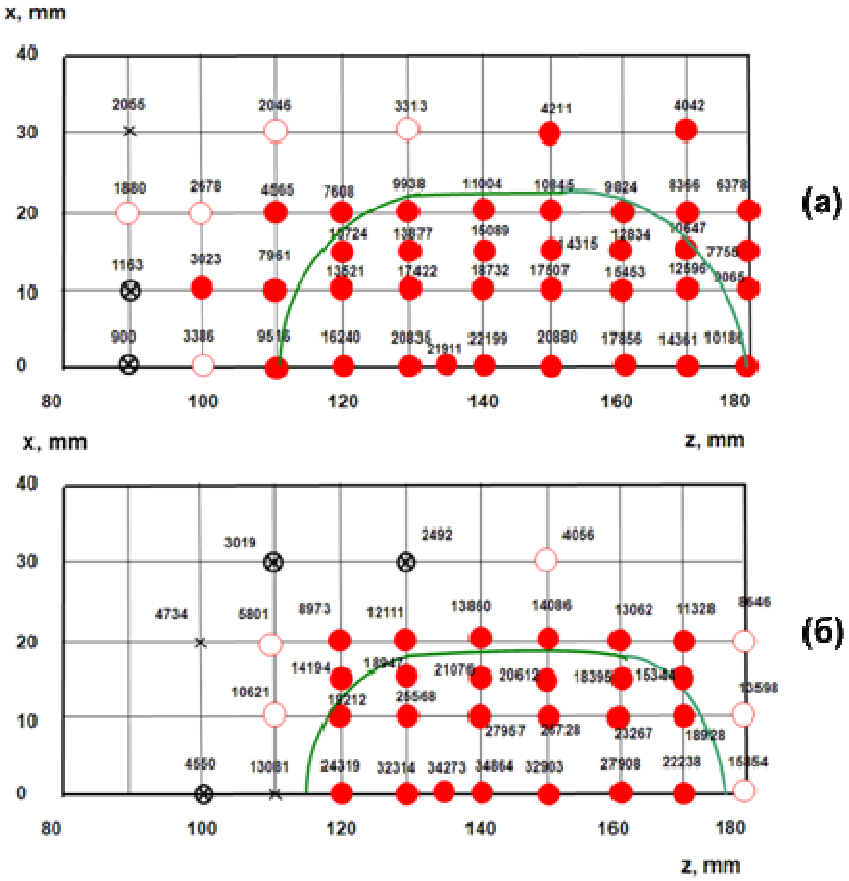


Рис. 5. Результаты расчётов интенсивностей в фокусе, а также качества акустических полей двух рандомизированных решёток с разной степенью упаковки элементов в режиме сканирования одиночного фокуса. а) Решётка с элементами в виде диска диаметром 6 мм, размещёнными квази-случайным образом. б) Решётка с квадратными элементами размером 6 × 6 мм, размещёнными в виде архимедовой спирали. Оценки качества даны в соответствии с работой [12]: ●) градация A; ○) градация B; ×) градация C; ⊗) градация D

Заполненные кружочки соответствуют градации качества A, что означает, что в поле решётки отсутствуют вторичные максимумы интенсивности (за исключением самого фокуса), в которых интенсивность была бы $\geq 0.1\, I_{max}$, где I_{max} – максимальная интенсивность в фокусе. Цифры рядом со значками соответствуют интенсивности в фокусе (в Вт/см^2) при его перемещении в данную точку. Кривая внутри графика соответствует области, ограниченной значением интенсивности $0.5\, I_{max}$. При

практическом использовании решёток, с учётом повышенных требований к интенсивности в фокусе, нецелесообразно перемещать фокус за пределы этой области.

Видно, что в обоих случаях максимальная интенсивность в фокусе соответствует не геометрическому центру кривизны решётки, а точке (0, 0, 140 мм), которая на 10 мм ближе к решётке, чем геометрический фокус. Для «обычной» рандомизированной фазированной решётки (Рис. 5а) максимальная интенсивность в фокусе составляет 22199 Вт/см^2, тогда как для второй, плотно упакованной решётки она равна 34864 Вт/см^2, что в 1.57 раз больше. Этот результат можно было предвидеть, поскольку активная площадь плотно упакованной решётки стала на 25% больше и, следовательно, интенсивность увеличилась в $(1.25)^2$ раз.

Обращает на себя внимание, что размер области, соответствующей «эффективному» использованию решётки и ограниченной кривой на Рис. 5, в случае плотно упакованной решётки становится заметно меньше (приблизительно на 4-5 мм в интервале z = 130-160 мм). Объём такой «эффективной» области снижается от приблизительно 80 см^3 до 50 см^3. Это весьма существенное снижение становится платой за достижение высокого значения интенсивности в основном максимуме интенсивности. Возможной причиной этого эффекта является уменьшение угла схождения (апертура уменьшилась от 200 мм до 190 мм), а также то обстоятельство, что эффективный размер квадратного элемента стал больше, чем у элемента в виде диска, а потому диаграмма направленности квадратного элемента стала уже, чем у элемента в виде диска. Это неизбежно ведёт к уменьшению эффективной области сканирования.

Какова возможная область применения плотно упакованных решёток и чем вызвана необходимость их исследования и разработки? Можно предположить, что плотно упакованные решётки найдут полезное практическое использование, когда в силу тех или иных причин необходимо достичь максимально возможных значений интенсивности в фокусе. Кроме того, сам факт компактности таких решёток позволяет добиться требуемых характеристик ультразвуковых полей при использовании небольших по размеру источников, что является несомненным достоинством при создании переносных ультразвуковых аппликаторов для, например, ультразвуковой терапии или гемостаза (остановки кровотечений) в полевых условиях, каретах скорой помощи и даже в космических аппаратах.

Так, в качестве примера, возможность повышения максимальной интенсивности в фокусе плотно упакованных решёток представляет особый интерес в связи с активным развитием в последние годы в медицинской акустике нового научного направления, связанного с использованием нелинейных эффектов в сверхмощных и сильно фокусированных ультразвуковых пучках [21, 22]. В современных приборах, применяемых в ультразвуковой хирургии, значение интенсивности в фокальной области достигает 25 кВт/см^2, что приводит к генерации высших гармоник в спектре распространяющейся волны, асимметричному искажению профиля волны, формированию ударных фронтов и дополнительному поглощению энергии волны на разрывах. Амплитуда разрыва может достигать 60-80 МПа. При этом возможен локальный сверхбыстрый, за несколько миллисекунд, нагрев ткани до температур выше 100°C и возникновение кипения. Эффективность поглощения на разрывах может в десятки раз превышать линейное поглощение в ткани, при этом время вскипания в ткани может быть определено с помощью простых аналитических оценок на основе теории слабых ударных волн. Эффекты сверхбыстрого нагрева до температур кипения в ткани, связанные с образованием разрывов, являются чрезвычайно важными при использовании фокусированного ультразвука сверхвысокой интенсивности, поскольку образование пузырьков пара при кипении в ткани кардинальным образом меняет процесс воздействия ультразвука на ткань [23-27].

Существующая тенденция к повышению интенсивности ультразвука в фокусе фокусирующих систем при воздействии на ткани короткими импульсами неизбежно приведет к появлению новых и новых примеров применения сверхмощных двумерных решёток с плотной упаковкой элементов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 14-12-00974.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. ред. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Пер. с англ. М.: Физматлит. 2008. - 544 с.
2. Гаврилов Л.Р. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М: Фазис, 2013.- 656 с.
3. Gavrilov L.R. Use of focused ultrasound for stimulation of various neural structures. N.Y.: Nova Science Publishers, 2014. - P.172.
4. Ebbini E.S., Cain C.A. A spherical-section ultrasound phased-array applicator for deep localized hyperthermia // IEEE Trans. Biomed. Eng. - 1991. Vol. 38, № 7. - P. 634-643.
5. Daum D.R., Hynynen K. A 256-element ultrasonic phased array system for the treatment of large volumes of deep seated tissue // IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Ctrl. - 1999. Vol. 46. № 5. - P. 1254-1268.
6. Fan X., Hynynen K. Ultrasound surgery using multiple sonications - treatment time considerations // Ultrasound Med. Biol. - 1996. Vol. 22, - P. 471 – 482.
7. McGough R.J., Kessler M.L., Ebbini E.S., Cain C.A. Treatment planning for hyperthermia with ultrasound phased arrays // IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Ctrl. - 1996. Vol. 43. № 6. - P. 1074–1084.
8. Skolnik M. I. Introduction to radar systems, 2nd ed., NY: McGraw_Hill,. 1980. - 772 p.
9. Hutchinson E.B., Hynynen K. Intracavitary ultrasound phased array for noninvasive prostate surgery // IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Ctrl. - 1996. Vol. 43. № 6. - P. 1032-1042.
10. Dupenloup F., Chapelon J.Y., Cathignol D., Sapozhnikov O. Reduction of the grating lobes of annular arrays used in focused ultrasound surgery // IEEE Trans Ultras. Ferroelec. Freq. Ctrl. - 1996. Vol. 43. № 3. P. 991-998.
11. Goss S.A., Frizell L.A., Kouzmanoff J.T., Barich J.M., Yang J.M. Sparse random ultrasound phased array for focal surgery // IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Ctrl. 1996. Vol. 43. № 6. - P. 1111-1121.
12. Gavrilov L.R., Hand J.W. A theoretical assessment of the relative performance of spherical phased arrays for ultrasound surgery // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. - 2000. Vol. 47. № 1. - P. 125-139.
13. Гаврилов Л.Р., Хэнд Дж. Двумерные фазированные решётки для применения в хирургии: перемещение одиночного фокуса // Акуст. журн. - 2000. Т. 46. № 4. - С. 456-466.
14. Гаврилов Л.Р., Хэнд Дж., Юшина И.Г. Двумерные фазированные решётки для применения в хирургии: сканирование несколькими фокусами // Акуст. журн. - 2000. Т. 46. № 5. - С. 632-639.
15. Hand J.W., Gavrilov L.R. Great Britain Patent No. GB2347043 Ultrasound transducer arrays. (23 August 2000). US patent 6488630 (03 December 2002) Array of quasi-randomly distributed ultrasound transducers.
16. Pernot M., Aubry J.-F., Tanter M., Thomas J.-L., Fink M. High power transcranial beam steering for ultrasonic brain therapy // Phys. Med. Biol. - 2003. Vol. 48. - P. 2577-2589.
17. Hand J.W., Shaw A., Sadhoo N., Rajagopal S., Dickinson R.J., Gavrilov L.R. A random phased array device for delivery of high intensity focused ultrasound // Phys. Med. Biol. - 2009. Vol. 54. - P. 5675-5693.

18. Kreider W., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Farr N., Partanen A., Bailey M.R. , Khokhlova V.A. Characterization of a multi-element clinical HIFU system using acoustic holography and nonlinear modeling // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. -2013. Vol. 60. № 8. – P. 1683-1698.
19. Stephens D.N., Kruse D.E., Qin S., Ferrara K.W. Design aspects of focal beams from high-intensity arrays // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. - 2011. Vol. 58, № 8. – P. 1590-1602.
20. Pinton G., Aubry J. -F., and Tanter M. Direct phase projection and transcranial focusing of ultrasound for brain therapy // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. -2012. Vol. 59, - P. 1149–1159.
21. Ильин С.А., Юлдашев П.В., Бобкова С.М., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А. Влияние нелинейных эффектов при облучении мягких тканей через ребра с использованием мощных фазированных решёток // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества». Т. I. - М.: ГЕОС, 2011. - С. 150 – 153.
22. Yuldashev P.V., Shmeleva S.M., Ilyin S.A., Sapozhnikov O.A., Gavrilov L.R., Khokhlova V.A. The role of acoustic nonlinearity in tissue heating behind the rib cage using high intensity focused ultrasound phased array // Phys. in Med. and Biol. – 2013. Vol. 58. – P. 2537-2559.
23. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Бэйли М.Р., Кэнни М.С., Крам Л.А. Фокусировка мощных ультразвуковых пучков и предельные значения параметров разрывных волн // Акуст. журн. - 2009. Т. 55. № 4-5. - С. 445-456.
24. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Бэйли М.Р., Кэнни М.С., Крам Л.А. Метод определения параметров акустического поля в биологической ткани для терапевтических применений мощного фокусированного ультразвука // Акуст. журн. - 2010. Т. 56. № 2. - С. 296-306.
25. Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A, Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A. Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: A combined measurement and modeling approach // J. Acoust. Soc. Am. - 2008. Vol. 124. № 4. - P. 2406-2420.
26. Canney M.S., Khokhlova V.A., Bessonova O.V., Bailey M.R., Crum L.A. Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // Ultrasound in Med. and Biol. - 2010. Vol. 36. № 2. - P. 250-267.
27. Khokhlova T., Canney M., , Khokhlova V., Sapozhnikov O., Crum L., Bailey M. Controlled tissue emulsification produced by high intensity focused ultrasound shock waves and millisecond boiling // J. Acoust. Soc. Am. - 2011. Vol. 130. № 5. - P. 3498 - 3510. назад к содержанию

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ МОЩНОГО УЛЬТРАЗВУКА

Цысарь С.А.[1)], Сапожников О.А.[1,2)], Крейдер У.[2)]

[1)] Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва;
[2)] Лаборатория прикладной физики, Университет штата Вашингтон, Сиэтл, США;

E-mail: sergey@acs366.phys.msu.ru

Ультразвуковые методы широко используются в медицинской диагностике и терапии. Мощный ультразвук (УЗ) в ряде случаев может служить альтернативой традиционным хирургическим методам лечения. Тем не менее, серьезным препятствием для широкого клинического использования УЗ в терапевтических целях является то, что до сих пор не существует разработанных метрологических методов для калибровки мощных акустических источников. Современные методы характеризации ультразвуковых полей не позволяют проводить прямые измерения в мощных УЗ системах в рабочем диапазоне мощностей и не могут дать полную информацию о пространственном распределении параметров интенсивных полей. Акустическая голография является методом, который способен предоставить подробную информацию о распределении колебательной скорости на поверхности источника и найти пространственно-временную структуру излучаемого акустического поля. На сегодняшний день голография использовалась только для линейного поля, т.е. в случае низкой интенсивности излучения, что характерно в основном для диагностических устройств. Однако в ультразвуковой терапии используются источники, работающие при высокой интенсивности, и характер распространения излучаемых ими волн является нелинейным. Нелинейная акустическая голография основана на измерении двумерных распределений амплитуды и фазы акустического давления для всех гармоник, присутствующих в спектре сигнала. На основе полученных данных с использованием интеграла Рэлея или других алгоритмов имеется возможность провести расчет распространения акустического поля для математической реконструкции распределения колебательной скорости на поверхности источника. Нелинейные расчеты распространения поля основаны на численном решении волнового уравнения Вестервельта. Разработанный метод нелинейной акустической голографии является эффективным инструментом для характеризации терапевтических источников ультразвука при работе на высоких мощностях, когда характеристики колебания поверхности источника могут значительно отличаться от вибрационных характеристик на низких уровнях мощности. В работе развиты численные алгоритмы нелинейного распространения акустического поля в условиях обращения времени, а также представлены результаты физических экспериментов по нелинейной голографии реальных терапевтических источников.

В ряде областей науки, техники и медицины, особенно в задачах терапевтического применения ультразвука, важно знать точные характеристики излучаемого поля. Определение истинного распределения акустического поля на поверхности диагностических (т.е. низкой интенсивности – единицы Вт/см^2) преобразователей может быть выполнено с использованием линейного метода акустической голографии [1]. Этот метод имеет хорошо развитый математический аппарат, основанный на методах Фурье-акустики [2] и применении интеграла Рэлея [1]. Линейная акустическая голография оперирует основной гармоникой сигнала, и применима только к задачам диагностического ультразвука. Однако, в задачах ультразвуковой терапии используются источники, работающие при высокой интенсивности, и характер распространения излучаемых ими волн является нелинейным [3]. Иногда допустимо использовать предположение, что распределение акустического поля вдоль поверхности источника является не зависящим от мощности излучаемого сигнала. В этом случае применяется операция масштабирования, при которой проводятся линейные измерения в режиме малой мощности, с помощью процедуры линейной голографии восстанавливается распределение поля вдоль поверхности излучателя, а затем амплитуда поля увеличивается до значений, соответствующих высокой мощности излучения, при сохранении найденной структуры поля на излучателе. Полученные таким образом значения амплитуды и фазы поля в

каждой точке на поверхности излучателя могут быть использованы в качестве граничных условий для решения прямой задачи излучения с учетом нелинейных эффектов в среде. Однако, такое предположение справедливо далеко не всегда, и распределение акустического поля вдоль поверхности источника, а, следовательно, и всего излучаемого поля в режиме высокой мощности не могут быть найдены простым масштабированием результатов линейной голографии, полученных в режиме низкой мощности. Причиной тому являются нелинейные свойства материала, которые приводят к изменению характера распределения поля вдоль поверхности источника относительно линейного случая. В настоящей работе предлагается новый метод акустической голографии с нелинейным обратным распространением, называемый нелинейной акустической голографией [4].

Рассмотрим постановку задачи нелинейной акустической голографии для мощных ультразвуковых источников (рис. 1). Имеется ультразвуковой преобразователь со следующими известными параметрами: форма, размер, положение, резонансная частота, мощность; и с неизвестным распределением акустического поля вдоль поверхности. С помощью измерения профиля волны акустического давления вдоль удаленной поверхности (голограммы на рис. 1) в большом количестве точек определяются значения амплитуды и фазы всех гармоник, присутствующих в спектре сигнала (для каждой точки измерения). Критерии выбора параметров поверхности измерений (размер, форма, положение относительно излучателя и др.) аналогичны критериям для случая линейной голографии [5], за исключением ограничения пространственных шагов Δx и Δy, которые определяются длиной волны высшей регистрируемой гармоники и выбираются из условия $\Delta x,y < \lambda/2$.

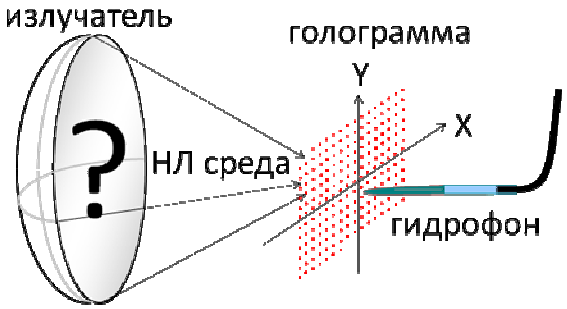


Рис. 1. Схема задачи

Далее задача сводится к тому, чтобы на основе измеренных комплексных амплитуд регистрируемых гармоник рассчитать неизвестное распределение акустического поля вдоль поверхности излучателя. Решение обратной нелинейной задачи излучения предлагается проводить численным образом с использованием трехмерного уравнения Вестервельта

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^4}\frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} - \frac{b}{c_0^2 \rho_0}\Delta\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right) \qquad (1)$$

Здесь p – акустическое давление, t – время, $\Delta = \partial^2/\partial z^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial x^2$ – оператор Лапласа, x, y и z – пространственные координаты, ε – показатель нелинейности, $b = \xi + 4/3\eta$ – диссипативный коэффициент, ρ_0 – плотность среды, c_0 – скорость звука. Хорошо видно, что в отсутствие поглощения нелинейное уравнение (1) является инвариантным относительно процедуры обращения времени $t \to -t$, т.е. одинаковым образом описывает процессы как прямого, так и обратного распространения волны. С учетом поглощения уравнение уже не обладает инвариантностью относительно обращения времени. Это обстоятельство можно учесть

в знаке диссипативного коэффициента, формально заменяя $b \to -b$ при обращении времени $t \to -t$.

Таким образом, измеренные комплексные амплитуды гармоник являются граничными условиями для обратной задачи. Численное решение нелинейного уравнения (1) строится последовательно, переходя от плоскости $(x, y, z = z_1)$ к плоскости $(x, y, z = z_1 + \Delta z)$ с шагом Δz, следуя методу расщепления по физическим факторам. На каждом шаге уравнение разбивается на уравнение для дифракции:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta p \qquad (2)$$

нелинейности:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p^2}{\partial \tau} \qquad (3)$$

и поглощения:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2}, \qquad (4)$$

где $\tau = t - z/c_0$ – время с учётом линейной задержки, соответствующей скорости звука c_0.

Перед проведением экспериментальных исследований осуществлялась численная проверка всей процедуры нелинейной голографии при различных режимах генерации и распространения акустического поля. Для этого использовались модельные распределения акустического поля на поверхности «виртуальных» излучателей с различным спектральным составом. На основе этих данных проводился численный расчет нелинейного распространения вперед до некоторой заданной поверхности. Результаты расчета на контрольной поверхности после обращения фазы использовались в качестве граничных условий для обратной задачи. После этого проводилось численное решение обратной задачи (2) – (4) вплоть до исходной поверхности виртуального источника. Сравнение полученных результатов с исходными позволило выбрать оптимальные параметры расчета и оценить их влияние на точность восстановления исходного распределения.

Экспериментальное исследование проводилось с использованием реальных терапевтических излучателей, помещённых в дегазированную воду. Ультразвуковое поле измерялось в импульсно-периодическом режиме. Для этого на излучатель подавались длинные (до 100 периодов) тональные импульсы (частота заполнения соответствовала резонансной частоте излучателя 1-5 МГц) с прямоугольной огибающей с периодом повторения 50 - 300 Гц. Мощность излучения подбиралась таким образом, чтобы уже на расстоянии в несколько см от поверхности источника образовалось регистрируемое искажение профиля сигнала вследствие нелинейного характера распространения. Для измерений амплитуды и фазы акустического поля каждой регистрируемой гармоники применялся широкополосный гидрофон с размером чувствительного участка 40 - 200 мкм. Перемещение гидрофона для сканирования вдоль заданной поверхности осуществлялось микропозиционной установкой с тремя пространственными и одной поворотной степенями свободы (Velmex UniSlide VP9000, США). Перемещение гидрофона осуществлялось автоматически с помощью управляемых компьютером шаговых двигателей системы микропозиционирования. Электрический сигнал гидрофона поступал на вход осциллографа, где в заданном окне стабильная по амплитуде часть сигнала усреднялась для уменьшения шумов. Далее сигнал с осциллографа передавался в компьютер, где из него выделялись сигналы всех кратных гармоник и для каждой из них определялись значения амплитуды и фазы в текущей точке пространства.

Результаты измерений и расчета поля акустического давления на поверхности фокусированного сферического пьезокерамического преобразователя диаметром 100 мм, фокусным расстоянием 100 мм, работающего на частоте 1.092 МГц, представлены на рис. 2. Измерение поля первых 10 гармоник (показаны только первые 3, левая колонка) проводилось на плоскости XY, удаленной от поверхности излучателя на 110 мм, т.е. за фокусом, где уже заметны нелинейные эффекты. Средняя колонка на рис. 2 соответствует распределению амплитуд акустического давления в плоскости YZ. В правой колонке содержатся распределения амплитуд акустического давления для 1, 2 и 3й гармоник (сверху вниз).

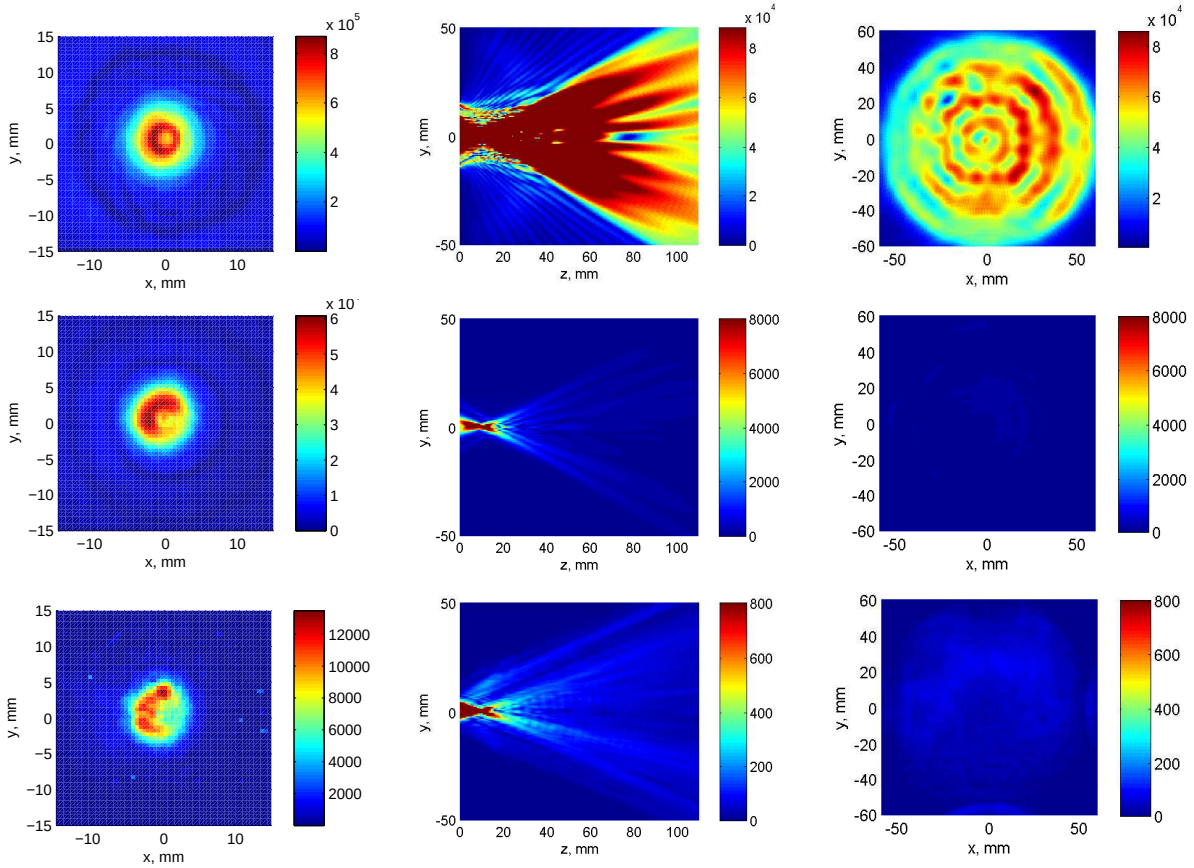


Рис. 2. Слева: распределения амплитуд акустического давления для первой, второй и третьей гармоники (сверху вниз), измеренные в плоскости XY на расстоянии 110 мм от излучателя; в центре: рассчитанные распределения амплитуд давления в плоскости YZ для 3-х гармоник; справа: рассчитанные распределения амплитуд акустического давления на поверхности излучателя для 3-х гармоник

На рис. 3. представлены зависимости акустической мощности в поперечном сечении пучка от расстояния до поверхности измерений (z=0) для первых трех гармоник. Излучатель находится справа на отметке 110 мм. Полная акустическая мощность составила порядка 8 Вт, при этом нелинейные эффекты являются слабыми. Хорошо видно, что мощность первой гармоники практически постоянна, что соответствует приближению заданного поля. Вторая гармоника имеет максимум в фокальной плоскости, а на поверхности источника практически отсутствует. Третья гармоника также имеет максимальную мощность в фокусе, однако на поверхности источника не стремится к нулю. Полученные результаты хорошо согласуются со спектральным составом электрического сигнала в цепи акустического преобразователя, который контролировался в процессе измерений.

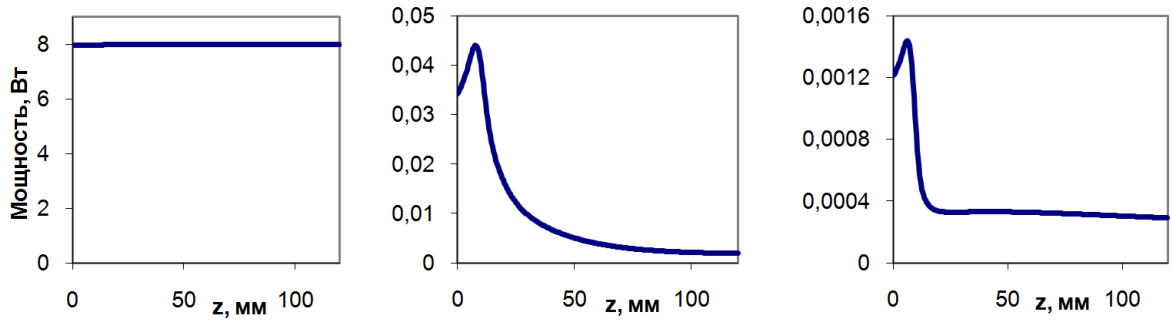


Рис. 3. Значения акустической мощности в поперечном сечении пучка в зависимости от расстояния до поверхности измерений (излучатель находится в точке z = 110 мм) для 3-х первых гармоник (слева направо: 1-я, 2-я и 3-я гармоники)

В результате работы предложен метод нелинейной акустической голографии, позволяющий определить реальную структуру акустического поля на поверхности мощного ультразвукового преобразователя, работающего в нелинейном режиме. Метод является очень перспективным для характеризации реальных терапевтических преобразователей.

Работа поддержана грантом РНФ № 14-15-00665.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе распределения акустического давления вдоль контрольной плоскости. // Акуст. журн., 2003, Т. 49, № 3, с. 416-424.
2. Williams E.G. Fourier acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography. Academic Press, London, 1999.
3. Hamilton M.F., Blackstock D.T. (Eds.). Nonlinear Acoustics. Academic Press, San Diego, 1998.
4. Tsysar S., Khokhlova V., Kreider W., Sapozhnikov O. Nonlinear acoustic holography for therapeutic source characterization // Book of Abstracts of the 12th International Symposium on Therapeutic Ultrasound – University of Heidelberg, Germany 2012, p. 255
5. Tsysar S., Sapozhnikov O., Lafon C., Charrel T., Canney M. Improving acoustic holography of ultrasonic transducers based on their virtual shifts and rotation relative to a field-mapping surface // Book of Abstracts of the International Congress on Ultrasonics ICU 2011, ed. by Linde B.B., Markiewicz A., and Ponikwicki N. – University of Gdansk Publishing, Gdansk, Poland, 2011, pp. 337-338. назад к содержанию

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ МОЩНОГО МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО ТЕРАПЕВТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ВПЛОТЬ ДО ПРОЯВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ В ФОКУСЕ

Юлдашев П.В.[1], Максвелл А.[2,3], Крайдер В.[2], Сапожников О.А.[1,2], Бэйли М.[2], Крам Л.[2], Хохлова В.А.[1,2]

[1]*Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва*
[2]*Центр промышленного и медицинского ультразвука университета шт. Вашингтон, Сиэтл*
[3]*Медицинская школа департамента урологии университета шт. Вашингтон, Сиэтл*

E-mail: petr@acs366.phys.msu.ru

Во многих современных приложениях мощного фокусированного ультразвука (HIFU) в неинвазивной хирургии, например, при гистотрипсии, возникает необходимость генерации мощных ультразвуковых полей с амплитудой ударного фронта в фокусе до 120 МПа на значительной глубине в ткани. Для экспериментального исследования возможности создания таких полей и генерации механических разрушений в ткани был создан прототип системы, состоящий из усилителя и излучателя с рабочей частотой 1 МГц. Излучатель состоит из семи отдельных элементов круглой формы, расположенных на сферической чашке диаметром 14.7 см и радиусом кривизны (фокусным расстоянием) 14 см. Цель настоящей работы состояла в характеризации поля указанного излучателя в воде с помощью гидрофонных измерений и численного моделирования. Моделирование поля было выполнено на основе трехмерного уравнения Вестервельта с начальными условиями, полученными экспериментально методом акустической голографии. В эксперименте профили волны в фокусе были измерены оптоволоконным гидрофоном. Измерения проводились при различной амплитуде акустического давления на поверхности источника, вплоть до уровня, соответствующего 30% от максимально достижимой амплитуды. Было показано, что результаты измерений и расчетов хорошо согласуются между собой. Проведение измерений при амплитуде волны на источнике выше указанного уровня было невозможным из-за возникновения кавитации на поверхности гидрофона. Однако в расчетах такой проблемы не возникает, и поэтому профили в фокусе были получены вплоть до максимальной амплитуды волны на источнике в рабочем диапазоне мощностей усилителя. Было показано, что при больших амплитудах проявляются эффекты нелинейного насыщения поля в фокусе. Найдены максимально достижимые значения для пиковых давлений и амплитуды ударного фронта. Таким образом, в работе было показано, что численное моделирование на основе трехмерного уравнения Вестервельта является важным инструментом для прогнозирования характеристик ультразвуковых полей, создаваемых мощными терапевтическими HIFU излучателями.

Гистотрипсия является новым неинвазивным методом ультразвуковой хирургии, предназначенным для получения механического разрушения биологической ткани на фрагменты субклеточного размера при помощи фокусированного ударно-волнового пучка [1]. На сегодняшний день существует два основных метода гистотрипсии. В одном из них используются ударноволновые импульсы микросекундной длительности, создающие в фокальной области пучка кавитационное облако. В другом методе используются гораздо более длинные миллисекундные импульсы, облучение которыми ведет к быстрому нагреванию ткани в фокусе до температур кипения за счет эффективного поглощения энергии ультразвуковой волны на ударных фронтах большой амплитуды [2]. После образования парогазовой полости кипения взаимодействие волны с границей ткань-полость приводит к эмульсификации ткани за счет эффекта акустического фонтана и атомизации ткани внутрь полости [3].

Для воздействия данным методом на ткани, расположенные на значительной глубине (от нескольких см до 10 см) под поверхностью кожи и, особенно, при необходимости облучения через кости грудной клетки, необходимы высокие уровни мощности излучателя, достаточные для формирования в фокусе ударного фронта. Развитие технологии изготовления усилителей электрической мощности и появление

новых конструкционных материалов излучателей сделало возможным создание таких систем.

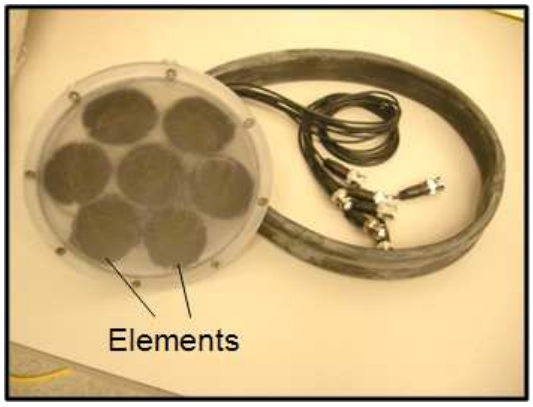


Рис. 1. Фотография прототипа терапевтического излучателя мощного ультразвука

В настоящей работе использовался прототип излучателя (Рис. 1), созданный в университете штата Вашингтон, с рабочей частотой 1 МГц, диаметром 14.7 см и фокусным расстоянием 14 см. Излучатель состоит из семи конфокальных круглых элементов, расположенных на сегменте сферической поверхности. Данный излучатель и соответствующий усилитель были разработаны для проверки возможности реализации метода гистотрипсии на большой глубине в ткани. Целью данной работы являлась характеризация нелинейного акустического поля данного излучателя в воде с помощью комбинации гидрофонных измерений и методов численного моделирования.

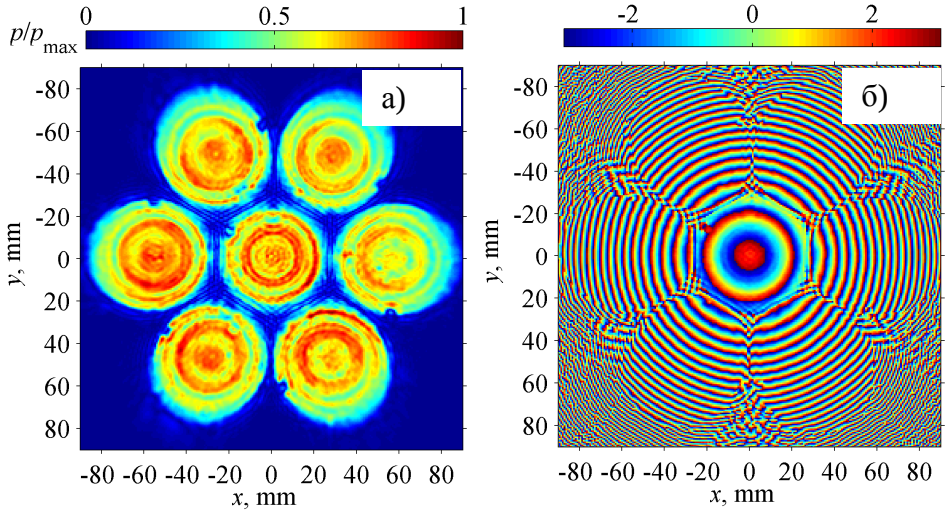


Рис. 2. Распределения амплитуды (а) и фазы (б) на плоскости z = 0, полученные для задания граничного условия на основе акустической голограммы

Характеризация ударноволнового акустического поля излучателя проводилась согласно методу, предложенному ранее и уже успешно опробованному для поля многоэлементной терапевтической решетки клинической системы [4]. Первый шаг метода состоит в измерении акустической голограммы (амплитуды и фазы волны) на плоскости, расположенной между излучателем и геометрическим фокусом. Измерения проводились при небольшом напряжении на источнике с целью обеспечения линейности акустического поля; амплитуда давления на поверхности излучателя составляла 0.01 МПа. Далее на основе акустической голограммы рассчитывалось граничное условие на плоскости для численной модели, основанной на трехмерном уравнении Вестервельта [5]. Граничные условия для амплитуды и фазы волны (Рис.2) получались путем линейного распространения поля голограммы методом углового

спектра на плоскость $z = 0$, расположенную касательно к центру сферической поверхности, на которой расположены элементы излучателя.

Далее, используя полученные граничные условия и численную модель уравнения Вестервельта, были выполнены расчеты акустического поля в интервале напряжений на излучателе от 0 до 400 В. Для этого амплитуда граничного условия масштабировалась соответственно отношению заданного входного напряжения к напряжению, при котором была измерена голограмма. Проведенные расчеты позволили получить профили давления волны во всем пространстве. Рассмотрим здесь результаты расчетов для профилей волны в геометрическом фокусе излучателя, где происходит хирургическое воздействие поля.

Для подтверждения результатов моделирования были также выполнены измерения профилей волны в геометрическом фокусе при помощи оптоволоконного гидрофона (FOPH 2000). Измерения были возможны только до входного напряжения, составляющего 30% от максимально возможного (120 В из 400 В), поскольку при больших уровнях давления сигнал гидрофона искажается и происходит повреждение оптоволокна за счет кавитации. Измеренные профили, а также значения положительного и отрицательного пиковых давлений сравнивались с результатами расчетов.

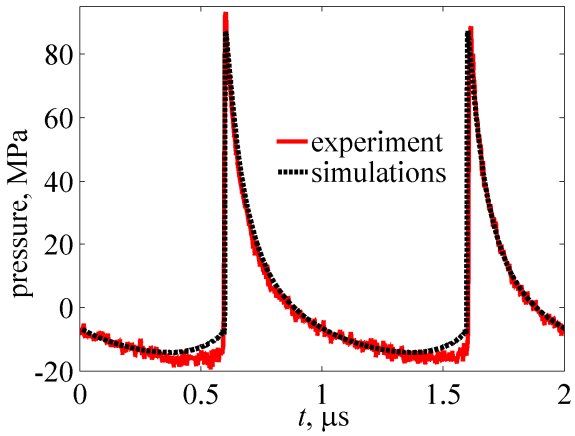


Рис. 3. Измеренный профиль волны в фокусе (красная линия) и профиль, полученный из результатов численного моделирования (черная линия) для напряжения на излучателе 100 В. Давление дано в МПа, временная ось - в микросекундах

Измеренный (красная линия) и расчетный (черная линия) профили волны в фокусе при входном напряжении 100 В показаны на Рис. 3. При указанном напряжении в фокусе образуется узкий ударный фронт с амплитудой 100 МПа. Видно, что измеренный и экспериментальный профили хорошо согласуются между собой.

Зависимости положительного и отрицательного пиковых давлений от входного напряжения показаны на Рис. 4. Теоретические данные хорошо согласуются с экспериментом в интервале напряжений от 2.5 В до 100 В. Однако в диапазоне от 100 В до 120 В экспериментальные данные оказываются на 5-10% больше, чем теоретические, что объясняется повышенным уровнем шума в связи с развитием кавитации. В то время как измерения не могли быть реализованы выше 120 В, расчеты были выполнены до максимально возможного рабочего напряжения 400 В. При данных уровнях напряжения наблюдается эффект насыщения давления в фокусе. Так, при двукратном увеличении входного напряжения от 100 В до 200 В происходит увеличение положительного пикового давления лишь на 10% (с 90 МПа до 100 МПа).

Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты показывают, что метод моделирования на основе трехмерного уравнения Вестервельта является надежным способом предсказания ударно-волновых ультразвуковых полей,

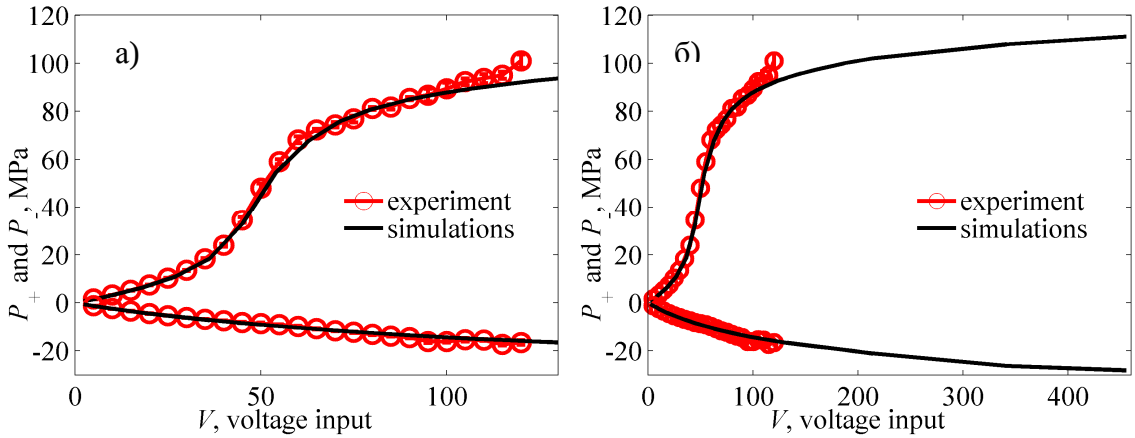


Рис. 4. Зависимость положительного и отрицательного пиковых давлений от входного напряжения, подаваемого на излучатель: диапазон от 0 до 140 В (а), диапазон от 0 до 450 В (б). Эксперимент - красные маркеры, результаты численного расчета - сплошные линии

генерируемых мощными терапевтическими излучателями в воде. Расчеты могут выполняться также в случае распространения ультразвука в ткани, где гидрофонные измерения практически невозможны. Наиболее сильной стороной метода численного моделирования является возможность получения значений поля в любой области пространства и построения распределений различных параметров поля, важных для расчета терапевтических эффектов: положительного и отрицательного пиковых давлений, интенсивности, тепловых источников. Пространственное распределение тепловых источников может быть использовано в качестве входных данных для уравнения теплопроводности с целью оценки теплового эффекта ультразвука в ткани и расчета времени, необходимого для достижения кипения.

Работа была поддержана грантами R21EB016118, R01EB007643, РФФИ 13-02-00183, 14-02-31878 и грантом Президента Российской Федерации МК-5895.2013.2. Численные расчеты были выполнены на кластере "Ломоносов" вычислительного центра Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., Khokhlova V. Disintegration of tissue using high intensity focused ultrasound: Two approaches that utilize shock waves // Acoustics Today — 2012, Vol. 8, № 4, P. 24-36.
2. Canney M.S., Khokhlova V.A., Bessonova O.V., Bailey M.R., Crum L.A., Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // Ultrasound in Medicine and Biology — 2010, Vol. 36, № 2, P. 250-267.
3. Simon JC., Sapozhnikov O.A., KhokhlovaV.A., Wang Y.-N., Crum L.A., and Bailey M.R. Ultrasonic atomization of tissue and its role in tissue fractionation by high intensity focused ultrasound // Physics in Medicine and Biology — 2012, Vol. 57, № 23, P. 8061-8078.
4. Kreider W., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Farr N., Partanen A., Bailey M.R., and Khokhlova V.A. Characterization of a multi-element clinical HIFU system using acoustic holography and nonlinear modeling // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control — 2013, Vol. 60 № 8, P. 1683-1698.
5. Юлдашев П.В., Хохлова В.А. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // Акуст. журн. — 2011, Т. 57, №3, С. 337-347. назад к содержанию

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Соловьев А.В., Талипов Д.В., Бородин А.С., Тужилкин Д.А., Баклыкова Е.С.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет». г. Томск

E-mail: andrio@mail.tsu.ru, bas_56@mail.ru, Dmitry-88@mail.ru, katrin.buzy@gmail.com

Исследования влияния инфразвуковых полей на живые системы актуальны в первую очередь в контексте экологических проблем, связанных с модификацией естественных уровней инфразвукового фона за счет техногенных источников. В настоящее время существует множество исследований, посвященных влиянию инфразвуковых шумов на организм человека в целом. Сам факт воздействия инфразвука высокой интенсивности на человека является общепризнанным [1, 2, 3, 4]. Однако на сегодняшний день фактически отсутствует системное описание закономерностей и механизмов подобного воздействия фоновыми или сопоставимыми с ними уровнями. В частности мало изучена степень отклика сердечнососудистой системы на фоновые инфразвуковые поля.

Для оценки воздействия слабых (сравнимых с фоном) низкочастотных акустических полей на сердечнососудистую систему человека была проведена серия активных экспериментов. Эксперименты проводились в специально оборудованном помещении, в котором установлены устройства для генерации и регистрации инфразвуковых полей.

Для воспроизведения звука низкой частоты используется динамик, конструктивно оформленный в виде сабвуфера SPL, подключенного к персональному компьютеру через усилитель класса A Pioneer A-A6-J.

На усилитель с выхода звуковой карты поступает сгенерированный при помощи программного обеспечения «Двухканальный генератор частот», находящегося в свободном доступе в сети Интернет, сигнал с необходимыми амплитудно-частотными характеристиками.

Регистрация и контроль уровня акустических полей производится с помощью инфразвукового микрофона предназначенного для измерения и регистрации микропульсаций атмосферного давления в диапазоне частот 0.01-50 Гц.

Многофункциональный анализатор спектра предназначен для измерения параметров спектральных составляющих сигналов с различных датчиков, корреляционной структуры сигналов, генерации электрических сигналов с нормированными метрологическими параметрами и т.п.

Персональный компьютер, к которому подключены устройства, вынесен за пределы экспериментальной комнаты.

Регистрация электроэнцефалограммы (ЭКГ) волонтеров проводилась при помощи комплекса холтеровского суточного мониторирования ЭКГ “Валента”. Прибор имеет 3 канала регистрации ЭКГ с частотой дискретизации 500 Гц, т.е. с периодом 2 с. В качестве оценочного параметра использовались RR-интервалы (продолжительность сердечного цикла). Данный аппаратно-программный комплекс обеспечивает суточную запись ЭКГ в 3-х биполярных отведениях в условиях обычной активности пациента, хранение сигналов в энергонезависимой памяти, ввод в компьютер и обработку результатов измерений, формирование итогового документа.

Для места наложения электродов выбирается область грудной клетки с наименьшей подвижностью и небольшим количеством жировой клетчатки и мышц – обычно это грудина и подключичная область. Это так называемые грудные отведения [5].

В каждом эксперименте по воздействию низкочастотными акустическими полями, участвовало два волонтера. Один из волонтеров находился непосредственно в экспериментальной камере и подвергался воздействию слабых инфразвуковых полей. Второй волонтер располагался вне камеры, где на него воздействовали только фоновые инфразвуковые поля. Воздействие сигналом происходило в течение 3 мин с чередованием перерывов по 3 мин (без активного воздействия), но в это время продолжалась запись всех параметров в режиме воздействия фоновых излучений. Запись без воздействия необходима для того, чтобы организм успел адаптироваться, и возможно было выделить отклики организма на излучение в сравнении с фоном. Воздействие проходило на частоте 10 Гц с амплитудой гармоники на 10 дБ больше уровня фона. Всего было проведено 6 экспериментов. Общее время проведения каждого эксперимента составляло 72 мин.

Для каждого экспериментального ряда длительности RR-интервалов были рассчитаны вероятностные распределения RR-интервалов с одинаковым количеством классов с разделением промежутков времени с воздействием и без него (рис.1). Затем для выявления отличий длительности RR-интервалов из вероятностного распределения RR-интервалов для промежутков времени, когда проводилось воздействие низкочастотным акустическим полем, вычиталось вероятностное распределение при отсутствии воздействия. Полученные разности распределений показали отличие распределений длительности RR-интервалов для анализируемых временных интервалов рис. 2. Отличие заключается в смещении наиболее вероятных значений длительности RR-интервалов во время воздействия в область больших значений.

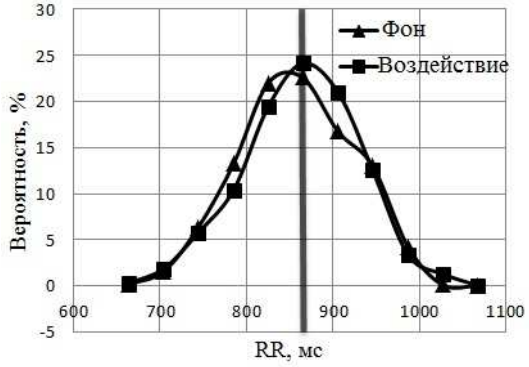


Рис. 1. Распределения вероятностей

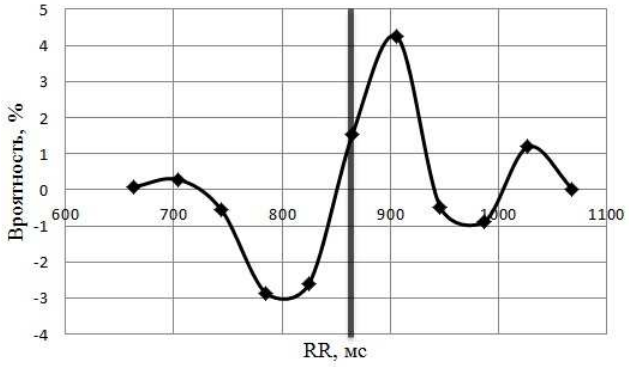


Рис. 2. Разность распределения вероятностей

На рис. 3 показаны усредненные отклонения разности распределения вероятностей RR-интервалов для всей экспериментальной серии. На рис. 4 показаны результаты аналогичных вычислений для контрольной выборки волонтеров, которые не подвергались воздействию низкочастотным акустическим полем, но измерения ЭКГ проводились в то же самое время.

Аналогично вышеизложенной методики проведения экспериментальных исследований и обработки экспериментальных данных была проведена серия экспериментов с частотой воздействия 100 Гц. Для данной экспериментальной серии в 65% случаев также наблюдается смещение разности распределений в область увеличения длительности RR-интервалов (рис. 5), что не наблюдается для контрольной выборки волонтеров (рис. 6).

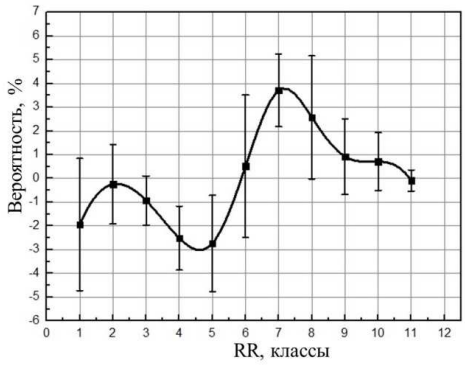


Рис. 3. Усредненное отклонение разности распределений вероятностей RR-интервалов во время воздействия низкочастотными акустическими полями с частотой 10 Гц

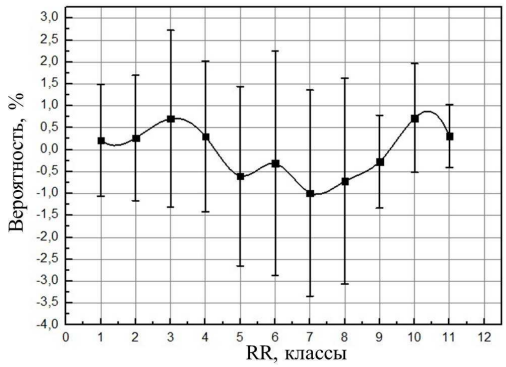


Рис. 4. Усредненное отклонение разности распределений вероятностей RR-интервалов во время воздействия низкочастотными акустическими полями для контрольных испытуемых

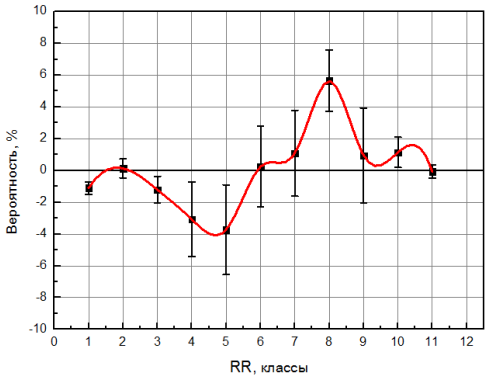


Рис. 5. Усредненное отклонение разности распределений вероятностей RR-интервалов во время воздействия акустическими полями с частотой 100 Гц

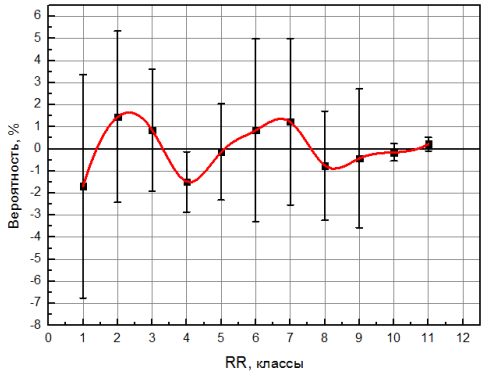


Рис. 6. Усредненное отклонение разности распределений вероятностей RR-интервалов во время воздействия низкочастотными акустическими полями для контрольных испытуемых

По результатам проведенных экспериментальных исследований получено, что при воздействии слабыми инфразвуковыми полями на частоте 10 Гц у волонтеров наблюдается уменьшение частоты сердечных сокращений. Для контрольной выборки данного уменьшения не наблюдается. Аналогичные результаты наблюдаются и при воздействии слабыми акустическими полями с частотой 100 Гц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leventhall G., Pelmear P., Benton S. A review of published research on low frequency noise and its effects // Report for Defra. - 2003. - 88 p.
2. Владимирский Б.М., Сидякин В.Г., Темурьянц Н.А. Космос и биологические ритмы. - Симферополь. - 1995. - 200 с.
3. Соловьев А.В., Бородин А.С., Колесник А.Г. Сопряженность частоты сердечных сокращений человека с вариациями инфразвукового фона окружающей среды // Вестник ТГУ. - № 297. - 2007. - С. 168–171.
4. Выпирайло Д.Н., Побаченко С.В., Соловьев А.В. Оценки воздействия инфразвуковых колебаний на параметры ЭЭГ человека в условиях управляемого эксперимента // Известия высших учебных заведений. Физика. - Том 55. - №8/3. - 2012. - С. 182–183.
5. Орлов В.Н. Руководство по электрокардиографии. - М: ООО «Медицинское информационное агентство». - 1997. - 528 с. назад к содержанию

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ФОТОКОАГУЛЯЦИИ СЕТЧАТОЙ ОБОЛОЧКИ ГЛАЗА

Шмелева С.М.[1)], Лыткин А.П.[1)], Карабутов А.А.[2)], Симонова В.А.[2)], Ларичев А.В.[1)]

[1)] Кафедра медицинской физики Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва;

[2)]Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура.

E-mail: sveta@acs366.phys.msu.ru

В настоящее время фотокоагуляция является наиболее широко используемой технологией для лечения ряда заболеваний сетчатки. В работе разработан акустический датчик для контроля лазерного воздействия при фотокоагуляции. Одновременно с облучением сетчатки фотокоагулирующим лазером осуществляется ее зондирование импульсным лазером. Зондирующие импульсы при поглощении в пигментном эпителии сетчатки создают акустистическую волну вследствие оптоакустического эффекта. Амплитуда акустической волны регистрируется специально разработанным датчиком, помещенным на склеру глаза. Проведена калибровка акустического датчика для определения температуры сетчатки по амплитуде акустического импульса.

Введение

Более чем 30-летний опыт использования лазерной фотокоагуляции показывает, что в настоящее время данный метод является наиболее эффективным для лечения ряда заболеваний сетчатки, таких как диабетическая ретинопатия, отслоение и дистрофия сетчатки, тромбоз ретинальных вен, старческая дегенерация макулы, глаукома. Лечение основано на коротком, локальном нагреве тканей, приводящем к их денатурации. Степень коагуляции сетчатой оболочки в процессе нагрева в основном зависит от повышения температуры в результате поглощения лазерной энергии. Тем не менее, до сегодняшнего дня не существует надежного метода контроля температуры в процессе проведения операции. Выбор параметров лазерного излучения основан на оценке лечащим врачом-офтальмологом внешнего вида поражений ткани сетчатой оболочки после пробного воздействия лазером. Однако, в связи с локальными изменениями интенсивности пигментации в пределах двух раз в слое пигментного эпителия сетчатки и трех раз в сосудистой оболочке глаза, выбранные врачом параметры лазера приводят порой к неоправданно высокому повышению температуры, приводящему к таким осложнениям, как разрывы тканей и кровотечения. Подобные операции являются чрезвычайно болезненными для пациентов.

Мониторинг температуры и дозы облучения в процессе фотокоагуляции, позволил бы существенным образом снизить количество послеоперационных осложнений, что представляет безусловный интерес с медицинской точки зрения. Основной целью данной работы являлась разработка методики, позволяющей осуществлять непрерывный контроль процесса нагрева сетчатой оболочки, а также создание диагностической установки для реализации предложенной методики в клинической практике.

Активные исследования по разработке методики температурного контроля в процессе фотокоагуляции ведутся в институте биомедицинской оптики Университета Любек (Германия). Для контроля температуры в процессе фотокоагуляции используется акустический датчик в форме кольца, который вмонтирован в линзу, помещаемую на глаз пациента во время операции [1 - 4]. Научной группой были проведены эксперименты на животных при транспупиллярной термотерапии. Полученные результаты измерения температуры сетчатки оптоакустическим методом находились в хорошем согласии с одновременными измерениями термопарами. Однако

внедрения технологии в клиническую практику научной группой не проводилось. Стоит также отметить, что предложенная форма акустического приемника в виде кольца уступает форме точечного приемника, предложенного в данной работе, который имеет более широкую диаграмму направленности. Оптоакустический метод контроля был также исследован теоретически американской группой ученых [5].

Контроль температуры сетчатки можно проводить с использованием МРТ сканирования. Однако методы МРТ являются слишком медленными для офтальмологии и дорогостоящими [6].

Немецкой группой ученых был также предложен метод контроля фотокоагуляции по рефлектометрии. Фотокоагуляция сетчатки приводит к увеличению обратного рассеяния света, что может быть использовано в качестве критерия для контроля лазерного воздействия. Однако, движение глаз и контактные линзы, которые фиксируются на глазу лечащим врачом в процессе операции, препятствуют точному измерению обратного рассеяния света [7].

Теоретические исследования лазерного воздействия на ткани сетчатки проводились в работе [8]. Были разработаны программы для расчета температурного поля в слоях сетчатки при лазерном воздействии с целью его контроля. Однако расхождение теории с экспериментов было довольно высоким (в пределах 50%).

Основная часть

В настоящей работе предложена методика контроля температуры в процессе фотокоагуляции сетчатой оболочки глаза. Суть предложенной методики заключается в следующем. Одновременно с мощным лазером-фотокоагулятором предполагается использоваться маломощный зондирующий лазер, излучение которого, поглощаясь в слое пигментного эпителия сетчатки, будет создавать акустическую волну, распространяющуюся из точки поглощения вследствие оптоакустического эффекта. Акустическая волна будет регистрироваться специально разработанным миниатюрным акустическим приемником, помещенным на склеру глаза. По параметрам сигнала, зарегистрированного приемником, будут определяться характеристики биологической ткани сетчатки и подбираться необходимые значения мощности и длительности излучения лазера-фотокоагулятора. Осуществляя зондирование сетчатки маломощными лазерными импульсами в течение всего времени фотокоагуляции, можно добиться непрерывного контроля температуры ткани.

В результате работы были развиты алгоритмы и написаны программы для численного моделирования температурного поля в процессе нагрева сетчатой оболочки глаза лазером. Алгоритмы основаны на решении уравнения теплопроводности в трехслойной среде, состоящей из пигментного эпителия сетчатки, хориоидеи и стекловидного тела. Распределение температуры сетчатки рассчитывается в трехмерной геометрии в процессе нагрева и остывания при различной мощности и длительности лазерного импульса [9].

Модель сетчатой оболочки глаза, используемая при численном моделировании уравнения теплопроводности представлена на рис.1. Лазерный луч представлялся в виде цилиндра радиуса $r_0 = 100$ μм и распространялся вдоль оси z. Теоретическое моделирование процесса нагрева сетчатой оболочки глаза проводилось с помощью уравнения теплопроводности, которое вследствие аксиальной симметрии задачи было сведено от трехмерного к двухмерному. Поглощение лазерного излучения происходило преимущественно внутри слоя пигментного эпителия сетчатки, толщина слоя составляла 6 μм. В нем уравнение имело вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{\alpha I_0 e^{-\alpha z}}{\rho C} \qquad (1)$$

Здесь χ = 1.52·10-7 м2/с – коэффициент температуропроводности слоя биоткани, ρ = 993 кг/м^3 - плотность биоткани, α = 900 см-1 – коэффициент поглощения лазера в пигментном эпителии сетчатки при λ = 527 нм, C = 4180 Дж/(кгоС) удельная теплоемкость биоткани, T – изменение температуры по сравнению с ее начальным значением T_0 = 36.6^{o}C.

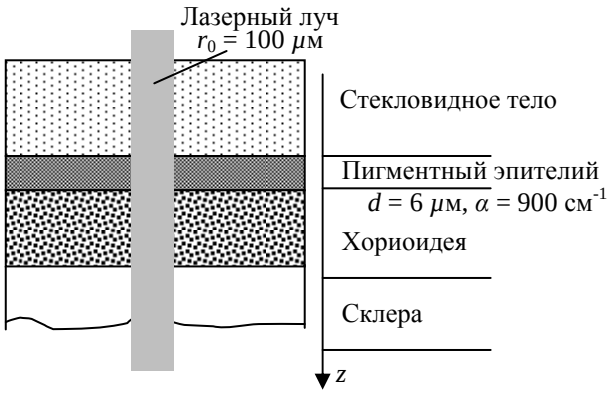


Рис.1. Модель сетчатой оболочки глаза

Внутри стекловидного тела и хориоидеи коэффициент поглощения α считался равным нулю, а остальные теплофизические параметры ткани считались такими же, как для слоя пигментного эпителия сетчатки. Уравнение теплопроводности имело вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T \qquad (2)$$

При расчете использовалась явная двухшаговая схема второго порядка точности по времени и пространственным координатам. Шаг по времени составлял 0.01 мкс, пространственные шаги были выбраны Δz = 0.12 мкм и Δr = 1.2 мкм. Расчет температурного поля в объеме ткани производился в узлах прямоугольной сетки размером 250 мкм вдоль оси z и 250 мкм вдоль оси r. При проведении расчетов задавалась излучаемая мощность и время излучения (экспозиция), по которым определялось температурное поле.

На рис.2 показаны результаты расчетов, полученные при мощности 100 мВт, что составляло 90 мВт на сетчатке и экспозиции 1, 10, 100 мкс. Вертикальная пунктирная линия на рис. 2 соответствует границе лазерного пучка, горизонтальные линии обозначают слой пигментного эпителия сетчатки. Видно, что на временах порядка 1 мкс слой пигментного эпителия равномерно прогрет по всей апертуре лазерного пучка, при временах больше 10 мкс происходит интенсивное распространения тепла вдоль оси z в результате диффузии. При этом в направлении r диффузия также присутствует

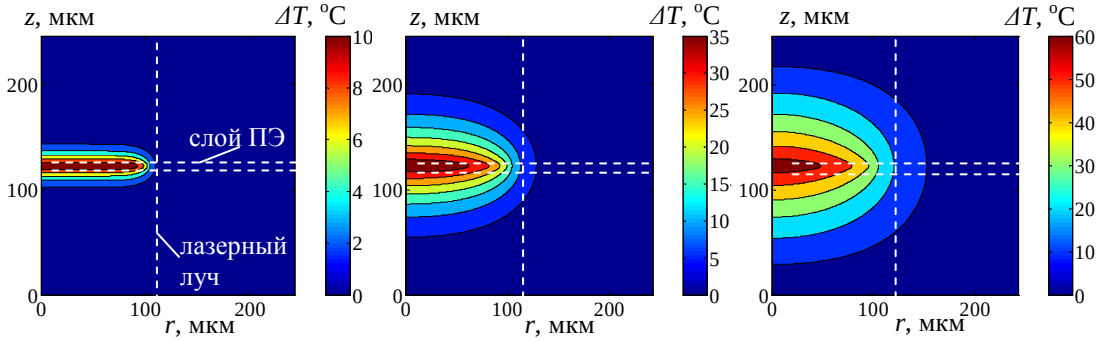


Рис.2. *Результаты численного моделирования нагрева фантома биоткани*

Для проверки работоспособности предложенной методики оптоакустического контроля температуры сетчатки были проведены эксперименты на специальном поглотителе с теплофизическим параметрами, близкими к значениям биологической ткани сетчатки, а также на слое пигментного эпителия *in vitro*. Получена зависимость амплитуды регистрируемого акустического сигнала от температуры поглотителя (фантома сетчатки), что подтверждает работоспособность предложенной методики.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.3. Эксперимент проводился в следующей последовательности. Зондирущим лазером (1) посылалась серия из 128 импульсов, которые проходили через линзу (2) и фокусировались на фантоме сетчатки (3). В эксперименте использовался лазер фирмы «Лазер-Компакт» модели DTL-319QT (длина волны 527 нм). Линза (2) имела фокусное расстояние 60 мм и апертуру 15 мм.

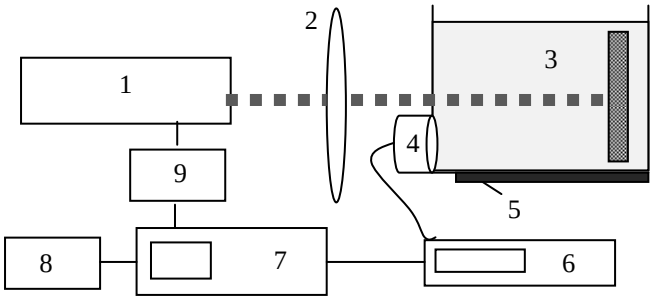


Рис.3. Схема экспериментальной установки для проверки метода оптоакустического контроля процесса нагрева сетчатой оболочки глаза

В качестве фантома сетчатки использовалась специально разработанная кювета, представленная на рис. 4. Размеры внутренней части кюветы соответствуют размеру глаза человека, средний диаметр которого равен 25 мм. В качестве сетчатки использовался поглощающий слой толщины 0.3 мм с коэффициентом поглощения 400 $см^{-1}$. Для регистрации акустического импульса использовался оптоакустический датчик (4). Положение датчика и расстояние от сетчатки до датчика были выбраны таким образом, чтобы соответствовать положению датчика на склере глаза. Приемник осуществлял прием ультразвуковых импульсов в частотном диапазоне 0.1 – 20 МГц. Приемник содержит: звукопровод (материал оргстекло, диаметр 5 мм), широкополосную ПВДФ пьезопленку (толщина пленки 28 мкм), нагрузку (материал оргстекло) и усилитель электрического сигнала. Была проведена серия экспериментов для определения погрешности измерения амплитуды давления акустической волны. Условия измерения амплитуды давления акустического импульса считались квазистатическими, поэтому флуктуациями температуры можно было пренебречь, увеличение соотношение сигнал/шум достигалось путем усреднения по числу измерений, составляющему 128. Погрешность измерения амплитуды определялась битностью осциллографа, которая составляла 8 бит, что для ширины окна в 0.4 В равно 0.7 мВ.

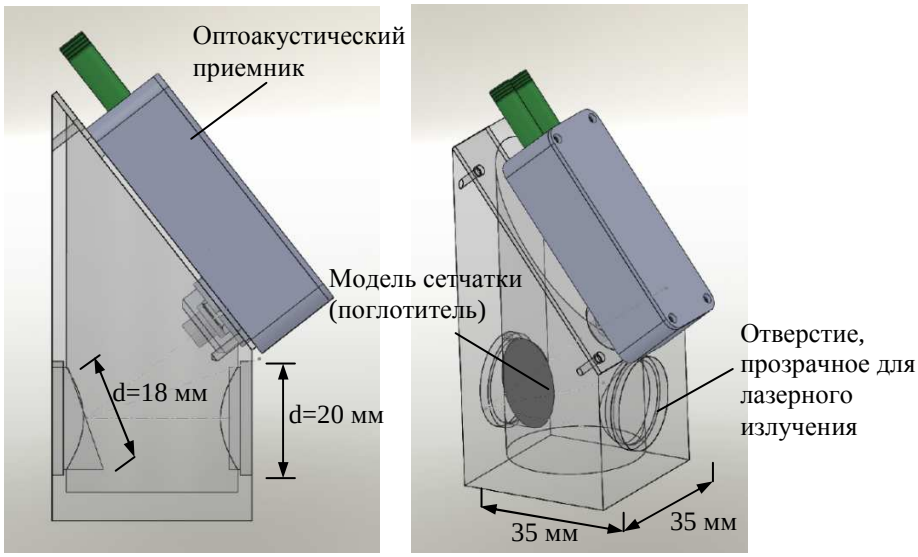


Рис.4. Схема кюветы (фантома сетчатки) созданной для эксперимента

Кювета заполнялась водой. На дне кюветы был расположен терморегулятор (5), который использовался для поддержания постоянной температуры, при этом кювета была окружена слоем теплоизолирующего материала. Терморегулятор был также оснащен термопарой, которая помещалась в кювету для контроля температуры. Сигнал с датчика (4) через усилитель (6) подавался на осциллограф (7) и записывается на ПК (8) для дальнейшей обработки экспериментальных данных. С помощью устройства синхронизации (9) достигалась согласованность запуска лазера для нагрева фантома сетчатки и записи акустического сигнала, регистрируемого датчиком (4).

Для контроля температуры внутри кюветы, т.е. температуры фантома сетчатки, внутри кюветы была помещена термопара. Измерения проводились в диапазоне температур 20 – 50 ^{o}C. При проведении экспериментов по измерению температуры фантома сетчатки оптоакустическим методом, температура кюветы не изменялась и поддерживалась постоянной с точностью до 0.05 ^{o}C. Таким образом, была получена зависимость амплитуды давления акустического импульса, регистрируемого оптоакустическим датчиком, от температуры сетчатки, измеренной термопарой, представленная на рис. 5. На графике видно, что с ростом температуры амплитуда импульса растет.

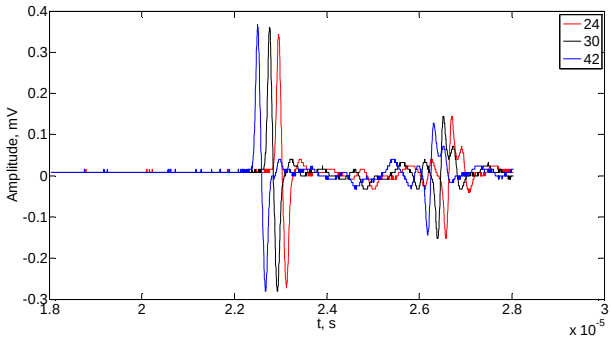


Рис.5. Формы акустических импульсов, зарегистрированных приемником при температуре T = 24 ^{o}C (красный), T = 30 ^{o}C (черный), T = 42 ^{o}C (синий)

Эксперимент был также проведен на пигментном эпителии (ПЭ) сетчатки *in vitro*. Часть пигментного эпителия была извлечена из глаза человека вместе со склерой (рис.6). Измерения проводились в диапазоне температур 24 – 44 ^{o}C с шагом 2 ^{o}C. При проведении экспериментов по измерению температуры сетчатки оптоакустическим методом, температура кюветы не изменялась и поддерживалась постоянной с точностью до 0.05 ^{o}C. Таким образом, была получена зависимость амплитуды давления акустического импульса, регистрируемого оптоакустическим датчиком, от температуры ПЭ сетчатки, измеренной термопарой, представленная на рис. 7. На графике видно, что с ростом температуры амплитуда импульса также растет.

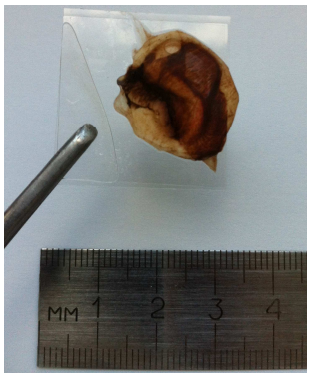


Рис.6. Образец пигментного эпителия сетчатки in vitro

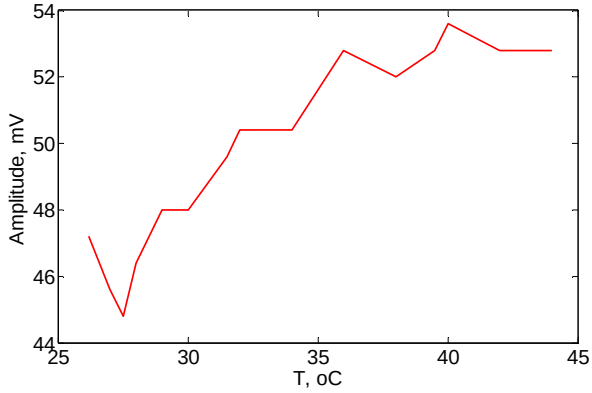


Рис.7. Зависимость амплитуды акустического импульса от температуры пигментного эпителия сетчатки

Заключение

В работе предложен метод оптоакустического контроля лазерного воздействия при фотокоагуляции сетчатой оболочки глаза. Получены зависимости температуры фантома сетчатки и пигментного эпителия сетчатки *in vitro* от амплитуды акустического импульса, возникающего вследствие оптоакустического эффекта при поглощении сетчаткой зондирующего лазерного импульса. Полученные зависимости позволяют провести калибровку разработанного миниатюрного акустического приемника, помещаемого на склеру глаза для реализации предложенной методики контроля.

Разработана теоретическая модель нагрева сетчатки лазером при экспериментальном измерении коэффициента поглощения пигментного эпителия оптоакустическим методом.

Создана диагностическая система, состоящей из акустического приемника и импульсного лазера, которую возможно использовать одновременно с лазером-фотокоагулятором для контроля его воздействия на сетчатку.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-12219офи_м, Суперкомпьютера МГУ СКИФ «Чебышев».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kandulla, J., Elsner, H., Birngruber, R., Brinkmann, R. Noninvasive optoacoustic online retinal temperature determination during continuous-wave laser irradiation // Journal of biomedical optics – 2006. – Vol. 11, № 4. - P. 041111.
2. Schuele, G., Elsner, H., Framme, C.; Roider, J., Birngruber, R., Brinkmann, R, Optoacoustic real-time dosimetry for selective retina treatment. // Journal of biomedical optics – 2005. – Vol. 10, №6. - P. 064022.
3. Kerstin Schlott; Jens Stalljohann; Benjamin Weber; Jochen Kandulla; Katharina Herrmann; Reginald Birngruber; Ralf Brinkmann Optoacoustic online temperature determination during retinal laser photocoagulation // Proc. SPIE 6632, Therapeutic Laser Applications and Laser-Tissue Interactions. – 2007. – Vol. III. - P. 66321.
4. Jochen Kandulla ; Hanno Elsner ; Markus Hilmes ; Carolin Hartert ; Reginald Birngruber ; Ralf Brinkmann Optoacoustic temperature determination at the fundus of the eye during transpupillary thermotherapy // Proc. SPIE 5688, Ophthalmic Technologies. - 2005.- Vol. XV., - P. 208.
5. Larina, I.V., Larin, K., Esenaliev, R.O. Monitoring of tissue coagulation during thermotherapy using optoacoustic technique// Journal of Physics D:Appl. Phys – 2005. - № 3. - P. 2645-2653.
6. Saher M. Maswadi; Stephen J. Dodd; Randolph D. Glickman; Jia-Hong Gao Temperature mapping of laser-induced hyperthermia in an ocular phantom using magnetic resonance thermography // J. Biomed. Opt. – 2004. – Vol.9, №4. – P.711-718.
7. Weinberg, W.S.; Birngruber, R.; Lorenz, B. The change in light reflection of the retina during therapeutic laser photocoagulation // Quantum Electronics. – 1984. – Vol. 20, № 12. – P. 1481 – 1489.
8. Желтов Г.И. Физика деструктивного действия надпорогового лазерного излучения на ткани глазного дна // Офтальмология в Беларуси. – 2009. – Vol. 3, №3. – С. 24-40.
9. Лыткин А.П., Шмелева С.М., Ларичев А.В. Метод оптоакустического контроля теплового воздействия при лазерной фотокоагуляции сетчатки // Сборник Научная конференция "Ломоносовские чтения", секция физики, издание МГУ. – 2013. - С. 240-242. назад к содержанию

ПРОБЛЕМЫ РЕСПИРАТОРНОЙ АКУСТИКИ

Коренбаум В.И.

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН, Владивосток

E-mail: v-kor@poi.dvo.ru

Респираторная акустика (акустика дыхания) активно развивается в интересах создания новых методов оценки функционального состояния дыхательной системы и акустической визуализации легких. Однако на пути достижения этих целей лежит ряд нерешенных проблем. Респираторная акустика затрагивает две основные области исследований – физические и физиологические механизмы формирования дыхательных звуков, распространение звука в легких, а также ряд вспомогательных – методы обработки сигналов, специальные акустические датчики, излучатели. Среди нерешенных проблем респираторной акустики человека выделяются: неясность механизмов формирования основных дыхательных шумов (везикулярных звуков); разногласия по поводу происхождения механизмов формирования свистящих звуков, в особенности при форсированном выдохе; отсутствие надежных моделей распространения звука в легких, в том числе объясняющих множественное (многолучевое) проведение голоса, искусственных и эмиссионных сигналов на поверхность грудной клетки. Все еще далеки от совершенства используемые датчики и методы обработки сигналов. В докладе с акустических позиций анализируются подходы к решению указанных проблем. Их преодоление, по мнению автора, позволит добиться существенного прогресса в создании медицинской технологии акустической томографии легких, новых методов функциональной диагностики. Исследования поддержаны 5 грантами РФФИ и 3 проектами Программы Президиума РАН «Фундаментальные науки – медицине».

Аускультация (выслушивание) легких – искусство, зависящее от индивидуальных слуховых способностей врача. Для успешного применения в современной медицине, претендующей на то, чтобы быть доказательной, необходимо объективизировать оценки, осуществляемые аускультацией легких.

Попытки объективизации аускультации легких начались в 50-х годах XX века, когда впервые появилась высококачественная аппаратура для записи и анализа акустических сигналов. Всплеск работ в этой области наблюдался в 70-х – 90-х гг. К этому времени (1975 г.) относится создание Международной ассоциации легочных звуков ILSA (www.ilsa.us), объединившей в своих рядах исследователей различных специальностей. В рамках ILSA проведено уже 38 ежегодных конференций, оказавших значительное влияние на координацию и уровень научных работ. Возникла отдельная научная дисциплина – респираторная акустика, лежащая на стыке акустики, респираторной физиологии, биомеханики и теории обработки сигналов. Респираторная акустика затрагивает две основные области исследований: механизмы формирования дыхательных звуков, распространение звука в легких, а также ряд вспомогательных – методы обработки сигналов, специальные акустические датчики, излучатели. Во всех этих областях имеются проблемы, все еще не нашедшие своего решения.

Особенности распространения звука в дыхательной системе человека обсуждаются в научной литературе уже в течение нескольких десятилетий. Ранее господствовало представление о чисто воздушном механизме проведения голосовых и дыхательных звуков к грудной стенке по воздушным каналам бронхиального дерева. Хотя и была сделана попытка облечь эти представления в акустическую модель, но адекватные результаты получены только для низких частот (80 – 150 Гц). Затем передачу голосовых звуков на грудную стенку пытались объяснить чисто структурным механизмом проведения (пульсации крупных дыхательных путей, передаваемые через паренхиму легких). Наибольшее распространение получила именно эта точка зрения, удерживающая с различными уточнениями свои позиции до сегодняшнего дня. В пользу данной модели свидетельствуют результаты некоторых экспериментов. Однако эта модель в состоянии объяснить не все экспериментально наблюдаемые эффекты. Так, показано, что экспериментальный плевральный выпот уменьшает

проводимость звука в полосе частот 100 – 300 Гц, но увеличивает – в диапазоне частот выше 500 Гц. Отмечено существенное уменьшение времени проведения звуков (от трахеи до грудной стенки на иссеченных свиных легких) в частотной полосе 50 – 200 Гц, по сравнению с полосой 200 – 600 Гц. При оценке вариации акустического проведения в зависимости от средней плотности легких (объема воздуха в легких) обнаружено, что для частот от 177 до 243 Гц изменения легочного объема в пределах от 24% до 80% полной емкости легких вызывали лишь незначительную вариацию ослабления звука, тогда как для частот 364-436 Гц имели место заметные вариации данного параметра. Результаты этих экспериментов заставляют предположить множественность механизмов звукопроведения в легких.

Действительно, сложность строения дыхательной системы человека давно вызывала предположения о существовании нескольких вариантов звукопроведения. Впервые одновременное существование двух основных механизмов передачи звуков голоса на грудную стенку: по просвету дыхательных путей (воздушный) и по тканям легкого (структурный) – было предположено в 1956 г. Косвенные экспериментальные свидетельства в пользу существования, по крайней мере, этих двух вариантов звукопроведения из полости рта на поверхность грудной клетки были получены рядом исследователей [1]. При этом представления о структурном проведении никогда не ставились под сомнение и получили подтверждение прямыми измерениями скорости звука на препаратах легких животных in vitro и легких человека in vivo. Однако концепция воздушного проведения постепенно трансформировалась в идею о комбинированном воздушно–структурном распространении, когда звуковые волны часть пути проходят по просвету дыхательных путей, а часть – по паренхиме легких. Возможность распространения звука по просвету бронхиального дерева явно или неявно признается ныне в работах [2-4]. В [5] в результате просветного зондирования легких сложными звуковыми сигналами (80 – 1000 Гц), обрабатываемыми методом свертки, было получено прямое подтверждение существования воздушно-структурного и структурного вариантов распространения звука. Тем не менее, современные акустические модели все еще продолжают трактовать распространение низкочастотного звука в легких исключительно с позиций чисто структурного проведения [6].

В последнее время выявлено дополнительное «окно прозрачности» распространения в легких человека высокочастотного звука. Согласно [7] обычная ультразвуковая сонография в полосе 2 – 10 МГц не обеспечивает проникновения звука внутрь грудной клетки из за сильного рассеяния и отражения на воздушных включениях легочной ткани и потому неэффективна для визуализации легких. Однако ранее никогда не пробовали использовать ультразвук с частотой менее 1 МГц. Кроме того, ультразвук всегда использовали для эхолокации, а не для оценки трансмиссионных характеристик. В данной работе по окружности грудной клетки добровольцев на эластическом жгуте устанавливались 12 датчиков, а излучатель прикреплялся к грудине. Излучались импульсы с полосой частот 1 Гц – 1 МГц. Время задержки излученного и принятого импульсов оценивалось по осциллограммам. Измерялись прямые расстояния излучатель – приемник. Было выявлено 3 характерных частотных области, отличающихся по звукопроведению. В области ниже 1 кГц звук проводился со скоростью 30 – 50 м/с, между 1 – 10 кГц звукопроведение отсутствовало вовсе, а на частотах выше 10 кГц звук проводился со скоростью порядка 1500 м/с. У здоровых лиц при выполнении задержки дыхания на вдохе и выдохе была показана обратная зависимость амплитуды звукопроведения от воздухонаполнения легких. Наибольшая разница звукопроведения между вдохом и выдохом наблюдалась в полосе частот от 10 до 30 – 40 кГц, с максимумом (до 60 дБ) на частоте 15 кГц. Звукопроведение на выдохе резко снижалось у пациентов с эмфиземой или пневмотораксом, и, напротив, резко увеличивалось у больных с плевральным выпотом.

Таким образом, оценка трансмиссионных характеристик низкочастотного ультразвука согласно [7] может представлять собой новый подход к неинвазивной диагностике патологии легких в реальном масштабе времени. В качестве основного механизма проведения для этой полосы частот предполагается распространение звука по крови, наполняющей легочные ткани. Отмечается возможность частичного проведения звука по поверхности грудной клетки и органам средостения.

Руководимому автором коллективу с помощью зондирования легких человека сложными сигналами с полосой частот 10 – 19 кГц недавно удалось выявить, что при использовании метода свертки обычно регистрируются 2-3 прихода зондирующего сигнала. Скорость звука для этих приходов в основном находится в диапазоне от 100 до 500 м/с, что, по крайней мере, втрое меньше оценок [7]. Для полученного диапазона скоростей звука длина продольной звуковой волны составляет 0.7 – 3.3 см (на частоте 15 кГц). Такая величина длины волны выглядит многообещающе для обеспечения достаточно высокого пространственного разрешения при визуализации патологических неоднородностей легочной ткани с помощью трансмиссионной акустической томографии.

Дыхательные звуки обычно разделяют на основные дыхательные шумы (ОДШ) и дополнительные дыхательные шумы (ДДШ), к которым чаще всего относят свисты и щелчки (crackles).

Что касается ОДШ, то измерения их объективных характеристик производились многими исследователями. Однако при этом использовались не только акустические датчики разных типов, обладающие своими частотными особенностями, но и различные методы обработки акустических сигналов и оценки их параметров, что затрудняет сравнение результатов. В результате, полученные объективные характеристики ОДШ достаточно противоречивы, что по прежнему препятствует их использованию на практике.

Мало того, до сих пор не ясны не механизмы, не области формирования ОДШ вдоха (везикулярных звуков). Имеются прямо противоположные точки зрения. Согласно одной из них эти звуки формируются за счет гидродинамических эффектов турбулентным потоком воздуха в трахее и только проводятся по воздушному просвету дыхательных путей к терминальным отделам бронхиального дерева и грудной стенке. Согласно другой – источником ОДШ вдоха является трение паренхимы легких, образованной терминальными отделами бронхиального дерева, и этот механизм вообще не связан с гидродинамикой воздушного потока. Имеются и компромиссные представления, согласно которым шумообразование ОДШ вдоха происходит в дыхательных путях 9 – 13 генераций бронхиального дерева за счет шума турбулентного потока, а проведение звука к терминальным отделам бронхиального дерева и на поверхность грудной клетки осуществляется за счет некоего резонансного механизма [8].

Дополнительные дыхательные шумы (ДДШ) представляют интерес не только с точки зрения факта их обнаружения, как признака респираторных нарушений, но и с точки зрения локализации их источников для выяснения топики патологических изменений.

Попыткам решения задачи обнаружения ДДШ в дыхательных шумах человека посвящено едва ли не самое большое количество современных публикаций в области респираторной акустики. Различные автоматизированные методы, базирующиеся на теории распознавания образов, используются для обнаружения свистов и щелчков.

Локализация источников ДДШ в легких человека – также актуальная для медицинской диагностики задача, которая, как правило, не может быть решена с помощью компьютерной, магниторезонансной и позитронно-эмиссионной томографии. Простейшим подходом является картирование источников ДДШ по поверхности грудной клетки. Известно, что задача определения местоположения источников

излучения классически решается в навигации угломерным (триангуляция) или дальномерным методами. При попытках локализации источников свистов в легких человека пока нашел применение триангуляционный метод. Автором была сделана попытка применения дальнометрии при использовании интенсиметрической обработки ДДШ [8].

Одним из источников ДДШ в форме свистов является форсированный выдох (ФВ). До сих пор существует неясность в понимании как механизмов формирования свистов ФВ, так и зон их формирования в бронхиальном дереве. Часть авторов настаивает на формировании этих звуков в области трахеи, другие предполагают возможность вовлечения дыхательных путей до 7-й генерации бронхиального дерева включительно. Руководимым автором коллективом путем исследования степени сходства спектрограмм свистов ФВ над трахеей и нижними отделами легких справа и слева на группе из 25 человек показано [9], что свисты ФВ наибольшей мощности образуются ближе к трахее (проксимально), тогда как менее мощные свистов ФВ – в более дистально расположенных уровнях бронхиального дерева. Выявленная зависимость характеристик среднечастотных (400 – 600 Гц) и ранних высокочастотных (более 800 Гц) свистов ФВ от плотности используемой для дыхания газовой смеси свидетельствует о том, что индуцированные турбулентным потоком вынужденные колебания являются вероятным механизмом формирования этих свистов. Судя по степени сходства спектрограмм свистов ФВ между нижними отделами левого и правого легких, в формирование наиболее мощных среднечастотных и ранних высокочастотных свистов ФВ при дыхании воздухом вовлечены трахея и главные бронхи.

Все еще далеки от совершенства используемые акустические датчики Возглавляемому автором коллективу удалось показать [10], что резонанс подвеса, определяемый массой датчика и жесткостью биологических тканей, характерен для всех типов контактно устанавливаемых на поверхности грудной клетки акустических датчиков. Физические особенности функционирования ныне применяемых акустических датчиков состоят в том, что стетоскопической датчик с микрофоном на частотах существенно выше резонанса подвеса ведет себя как приемник колебательного смещения, акселерометр на частотах ниже резонанса подвеса ведет себя как приемник колебательного ускорения, а “контактный” датчик, чувствительный пьезоэлемент которого размещен между поверхностью грудной клетки и массой корпуса, на частотах существенно выше резонанса подвеса и ниже собственного резонанса пьезоэлемента ведет себя как приемник динамической силы. Наилучшими характеристиками по эффективности механоакустического преобразования и по отсутствию искажений АЧХ/ФЧХ в представляющем интерес для регистрации дыхательных звуков на поверхности грудной клетки диапазоне (100-700 Гц) обладают массивный стетоскопической датчик с микрофоном и массивный “контактный” датчик с пьезопреобразователем, собственная частота резонанса которого лежит существенно выше исследуемого диапазона частот. Акселерометры и легкие “контактные” датчики с изгибным чувствительным пьезоэлементом имеют в представляющем интерес для регистрации дыхательных звуков на поверхности грудной клетки диапазоне (100-700 Гц) существенные искажения АЧХ/ФЧХ.

Каждому из рассмотренных типов датчиков помимо особенностей АЧХ/ФЧХ свойственны и свои специфические помехи, что в сочетании с вышеперечисленными пробелами знаний в части распространения и формирования дыхательных звуков делает существующие методы обработки, поступающих с них сигналов, также далекими от оптимальности.

Дальнейшего развития требуют алгоритмы распознавания образов и автоматической классификации дыхательных звуков, отображения и визуализации

акустической информации, получаемой в результате применения пассивных и активных методов акустического обследования легких.

Хотелось бы привлечь внимание акустического сообщества к решению представленных здесь проблем. Их преодоление, помимо чисто академического интереса, позволило бы, по мнению автора, добиться существенного прогресса в создании новой медицинской технологии акустической томографии легких и новых акустических методов функциональной диагностики дыхательной системы человека.

Исследования возглавляемого автором коллектива в последнее десятилетие были поддержаны 5 грантами РФФИ, в том числе действующими – 13-08-00010-а, 14-04-00048-а, а также 3 проектами по Программам Президиума РАН «Фундаментальные науки – медицине» 2006-2008, 2009-2011, 2012-2014 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ширяев А.Д. Частотные характеристики воздушно-структурного и структурного звукопроведения в легких человека / А.Д. Ширяев, В.И. Коренбаум // Акустичский журнал. – 2013. – Т. 59. – № 6. – С. 759–767.
2. Lulich S.M. Resonances and wave propagation velocity in subglottal airways / S.M. Lulich, A. Alvan, H. Arsikere [et al.] // J. Acoust. Soc. Am. – 2011. – Vol. 130. – №4. – P. 2108–2115.
3. Pantea M.A. A physical approach to the automated classification of clinical percussion sounds / M.A. Pantea, R. Gr. Maev, E.V. Malyarenko // J. Acoust. Soc. Am. – 2012. – Vol. 131. – №.1. – P. 608–619.
4. Rasanen J. Response of acoustic transmission to positive airway pressure therapy in experimental lung injury / J. Rasanen, N. Gavriely // Intensive Care Med. – 2005. – Vol. 31. – P. 1434–1441.
5. Коренбаум В.И. Прохождение сложных звуковых сигналов в дыхательной системе человека в зависимости от скорости звука в используемой газовой смеси / В.И. Коренбаум, А.И. Дьяченко, А.В. Нужденко // Акустический журнал. – 2011. – Т. 57. – №6. – С. 854–861.
6. Ozer M.B. Boundary element model for simulating sound propagation and source localization within the lungs / Ozer M.B., Acikgoz S., Royston T.J. [et al.] // J. Acoust. Soc. Am. – 2007. – Vol. 122. – №1. – P. 657–671.
7. Rueter D. Low-frequency ultrasound permeates the human thorax and lung: a novel approach to non-invasive monitoring / D. Rueter, H.–P. Hauber, D.Droeman [et al.] // Ultraschall in Med. – 2010. – Vol. 31. – P. 53–62.
8. Коренбаум В.И. Особенности акустических явлений, наблюдаемых при аускультации легких / В.И. Коренбаум, А.А. Тагильцев, Ю.В. Кулаков // Акустический журнал. – 2003. – Т. 49. – № 3. – С. 376–388.
9. Коренбаум В.И. Исследование механизмов формирования свистящих звуков форсированного выдоха здорового человека при дыхании газовыми смесями с разной плотностью / В.И. Коренбаум, М.А. Сафронова, В.В. Маркина и [др.] // Акустический журнал. – 2013. – Т. 59. – № 2. – С. 268–278.
10. Коренбаум В.И. Сравнение характеристик акустических датчиков различных типов при регистрации дыхательных звуков на поверхности грудной клетки человека / В.И. Коренбаум, А.А. Тагильцев, А.И. Дьяченко, А.Е. Костив // Акустический журнал. – 2013. – Т. 59. – № 4. – С. 530–538. назад к содержанию

АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АПО А1 И АПО В В СЫВОРОТКЕ КРОВИ

Клемин В.А.[1,2], Гурбатов С.Н.[2], Руденко О.В.[3, 2], Клемина А.В.[2], Демин И.Ю.[2], Горшкова Т.Н.[4]

[1]*ЗАО «Фирма «БИОМ», Н.Новгород,*

[2]*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород*

[3]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва*

[4]*Приволжский окружной медицинский центр ФМБА России, Н.Новгород*

viktorklemin@mail.ru

В докладе представлены результаты исследований аполипопротеина А1 и аполипопротеина В сыворотки крови человека методом интерферометра постоянной длины. Акустический метод реализован на Акустическом анализаторе АКБа-01 БИОМ. На основании проведенных исследований разработан безреагентный акустический метод определения апо А1 и апо В сыворотки крови. Проведены сопоставительные исследования определения АпоА1 и АпоВ традиционным и акустическим методами на сыворотках 140 пациентов с различными сердечно-сосудистыми заболеваниями. Коэффициент корреляции составил 91 %.

Акустические исследования биологических жидкостей позволяют изучать тонкие структурные характеристики и гидратацию биологических макромолекул в растворе, их межмолекулярные взаимодействия и конформационные перестройки биополимеров [1]. На основе этой информации при использовании определенных модельных представлений, возможно, анализировать состав сложных биожидкостей таких как сыворотка крови, желудочный сок, слюна и т. д. [2]. Акустические исследования биожидкостей in vitro стали возможными с появлением прецизионного резонаторного метода измерения скорости и поглощения ультразвука в сверхмалых (менее 0.1 мл) жидкости с разрешением по скорости порядка 10^{-4}% и по поглощению порядка 10^{-2}% [3].

Вопросы диагностики, профилактики и лечения болезней системы кровообращения (БСК) – ведущей причины смертности во всех индустриально развитых странах – уже несколько десятилетий занимают как теоретическую медицину, так и врачей практиков. Среди многих факторов риска развития БСК важнейшими являются гиперлипидемия. Многочисленными исследованиями показано, что обязательным является определение помимо холестерина общего еще холестерина ЛПВП, холестерина ЛПНП и триглицеридов, а также аполипопротеина А1 (апо А1) и аполипопротеина В (апо В). Следует подчеркнуть, что определение апо А1 и апо В имеет большое значение для выявления факторов риска атеросклероза коронарных артерий в популяции, а отношение апо В/апо А1 превосходит прогностическое значение отдельных апо ЛП.

Для определения содержания апо А1 и апо В в сыворотке крови применяют разные методические подходы. Разделение аполипопротеинов на основании их физико-химических свойств (электрофорез на разных поддерживающих средах, изоэлектрическое фокусирование) используют для качественного определения аполипопротеинов , а также (в сочетании со сканирующей денситометрией) для оценки соотношения аполипопротеинов. Методы применяют в научных исследованиях или используют как диагностические тесты в специализированных лабораториях, их применение в обычной лабораторной практике в настоящее время затруднительно.

Большая часть методов определения аполипопротеинов основана на принципах иммунохимического анализа: иммунотурбидиметрия и иммунонефелометрия, радиальная иммунодиффузия и иммуноэлектрофорез, иммуноферментный и радиоиммунный анализ. Для

количественного иммунохимического определения необходимо иметь специфическую анти сыворотку и стандарт.

Используемые в настоящее время методы определения аполипопротеина А1 и аполипопротеина В в сыворотке крови обладают рядом существенных недостатков, общими из которых является: длительное время проведения анализа; зависимость результатов от качества используемых реактивов; чувствительность существующих методов к температуре, мутность сыворотки, обусловленная высокой концентрацией липопротеидов, богатых триглицеридами.

Кроме того, каждый из известных способов предназначен для определения только одного из компонентов. Отсутствует единый универсальный метод одновременного определения аполипопротеина А1 и аполипопротеина В в сыворотке крови.

Целью данного исследования явилась разработка нового акустического безреагентного способа определения аполипопротеина А1 и аполипротеина В в сыворотке крови.

Измерения скорости и коэффициента поглощения ультразвука, их частотных и температурных зависимостей выполнялись методом интерферометра постоянной длины, реализованном на новой модификации акустического анализатора «БИОМ», разработанного фирмой «БИОМ» совместно с лабораторией «Медлаб» Нижегородского университета им. Н.И.Лобачевского (рис. 1).

Рис. 1. Анализатор акустический «БИОМ - 01»

В приборе применяется метод интерферометра постоянной длины, основанный на использовании стоячих ультразвуковых волн в цилиндрическом резонаторе. Термостатирование акустических ячеек выполняет специализированный ультратермостат. Точность поддержания температуры в ячейках объемом 90 мкл составляет 0.002°С. Точность измерения относительной скорости ультразвука в сыворотке крови на приборе «БИОМ - 01» составляет величину порядка $2 \cdot 10^{-6}$. Это было определено с использованием растворов NaCl различной концентрации [4] и

данных по скорости ультразвука в дистиллированной воде [5]. Для поглощения ультразвука была определена точность измерения порядка 10^{-2} с помощью сопоставления с литературными данными по растворам $MnSO_4$ [6].

Для определения аполипротеина А1 и аполипопротеина В сыворотка крови помещается в акустические ячейки, в которых выполняется температурное (в диапазоне 25 – 40 °С) и частотное сканирование (в диапазоне 6 – 12 МГц) сыворотки в течение 45 сек. Это позволяет определить скорость и поглощение ультразвука в сыворотке крови, их частотные и температурные зависимости на основании полученных данных определяют относительные изменения скоростей ультразвука в сыворотке крови при соответствующих температурах и дополнительно определяют частотный коэффициент поглощения и температурный коэффициент скорости ультразвука в сыворотке крови, после чего определяют концентрацию аполипопротеина А1 (апо А1) и аполипопротеина В (апо В) в г/л, решая систему уравнений, рассматривая в качестве неизвестных указанные компоненты сыворотки крови:

$$К1 * (апо\ А1) + К2 * (апо\ В) = \Delta\varphi_t$$

$$К3 * (апо\ А1) + К4 * (апо\ В) = \Delta\xi_f,$$

где: $\Delta\varphi_t = (\varphi_1 - \varphi_2)/\Delta t$, $\Delta\xi_f = (\xi_1 - \xi_2)/\Delta f$, φ_1 - относительное изменение скорости ультразвука в сыворотке крови относительно дистиллированной воды, помещенных в акустическую ячейку №1, φ_2 - относительное изменение скорости ультразвука в сыворотке крови относительно дистиллированной воды, помещенных в акустическую ячейку №2, $\Delta t = t_1 - t_2$ – разность температур между акустическими ячейками №2 и №1, ξ_1 – разность коэффициентов поглощения ультразвука в сыворотке крови и дистиллированной воде в акустической ячейке №1 при частоте f_1, ξ_2 - разность коэффициентов поглощения ультразвука в сыворотке крови и дистиллированной воде в акустической ячейке №2 при частоте f_2, Δf – разность частот между акустической ячейкой №2 и акустической ячейкой №1, К1 - концентрационный коэффициент относительной скорости ультразвука для аполипопротеина А1, К2 - концентрационный коэффициент относительной скорости ультразвука для аполипопротеина В, К3 - концентрационный коэффициент поглощения ультразвука для аполипопротеина А1, К4 - концентрационный коэффициент поглощения ультразвука для аполипопротеина В.

На основе решения этой линейной системы уравнений, в которой в качестве неизвестных рассматриваются апо А1 и апо В, определяют концентрацию этих липидных компонентов сыворотки крови, а также их отношение, характеризующее степень риска сердечно-сосудистой патологии.

При определении аполипопротеина А1 и аполипопротеина В на аппарате «БИОМ» была выполнена проверка воспроизводимости (внутрисерийной и аналитической), правильности (сравнением с контрольными сыворотками Serodos и Serodos plus, Human, Германия). Результаты внутрисерийной и аналитической воспроизводимости заведомо по всем показателям укладывалась в нормы аналитической точности, регламентированной Приказом МЗ РФ.

При проведении сравнительных исследований сыворотки крови для разных групп пациентов иммунотурбодиметрическим методом и акустическим методом установлена высокая степень корреляции, которая составила 0,93.

Выполненные исследования позволили разработать новый акустический метод определения аполипопротеина А1 и аполипротеина В в сыворотке крови человека. Метод не требует дорогостоящей аппаратуры и биохимических реактивов и в тоже время имеет хорошие корреляционные соотношения с традиционными методами. Время выполнения акустического анализа аполипротеина А1 и аполипротеина В в сыворотке крови сокращено в 12 раз по сравнению с традиционным методом..

Совершенствование разработанной модели позволит уменьшить различие результатов двух методов и внедрить акустический метод определения аполипопротеина А1 и аполипротеина В в широкую медицинскую практику.

Работа выполнена при поддержке Гранта Правительства РФ 11.G34.31.0066.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сарвазян А.П., Харакоз Д.П. Акустические исследования конформационных состояний белков в водных растворах // В сб.: Молекулярная и клеточная биофизика. – М.: Наука. 1977. С.93-106.
2. Klemin V.A., Karev I.D., Sarvazyan A.P., Timokhina L.M., Ruchkin V.V., Mayorov E.A. Relation of acoustic characteristics of Human gastric juice to its composition for some stomach diseases // Studia biophysica. 1981. V.84. №2. P.139-144.
3. Гурбатов, С. Н., Клемина, А. В., Демин, И. Ю., & Клемин, В. А. Акустический анализ состава сыворотки крови человека. Акустический журнал. 2009. Т. 55. № 4-5. С. 496-505.
4. Millero F.J., Vinokurova F., Fernandez M., Hershey P.J. PVT properties of concentrated electrolytes. 4. the speed of sound and molal compressibilies of NaCl, Na_2SO_4, $MgCl_2$, $MgSO_4$ solutions from 0 to 100 °C. // J. Solution Chemistry. 1987. V.16. №4. P. 269 – 284.
5. Del Grosso V.A. and Mader C.W. Speed of sound in pure water. // JASA. 1972. V. 52. P. 1442 – 1446.
6. Стюэр Дж., Егер Э. Распространение ультразвуковых волн в растворах электролитов. // В кн. Физическая акустика, под. ред. Мэзона. М.: 1968. Т. 2. С.371 – 485. назад к содержанию

НАГРЕВ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЫ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ПУЧКОМ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ОБРАЩЕННЫМ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ

Клопотов Р.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П.

Международная Ассоциированная Лаборатория критических и сверхкритических явлений в функциональной электронике, акустике и флюидике;

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

E-mail: leonid.krut@gmail.com; brysev@ya.ru

Приведены результаты экспериментов по нагреву поглощающей среды ультразвуковым пучком с параметрически обращенным волновым фронтом. В качестве нагреваемой среды использовался пластисол – силиконовый полимер, близкий по акустическим свойствам к биоткани. С помощью термопарных измерений продемонстрированы преимущества реализованного метода нагрева, возникающие за счет использования обращения волнового фронта: самонаведение ультразвукового пучка на нагреваемую область, и низкая зависимость параметров нагрева от положения или движения образца в определенной области. При этом, величина нагрева в обсуждаемых экспериментах составила до 8°С за время порядка 100 с. Обсуждаются перспективы применения полученных результатов в медицине и других областях.

Задачи активного воздействия на среду ультразвуковых пучков, получаемых при параметрическом обращении волнового фронта (ОВФ) в акустике обсуждались еще в самых первых работах на эту тему [см. напр. 1]. Однако, несмотря на то, что к настоящему времени физические особенности параметрической генерации и нелинейного распространения ОВФ-пучков изучены уже достаточно хорошо [2-4], отсутствие источников параметрической накачки с высокой средней мощностью тормозило исследования по генерации фазосопряженных ультразвуковых пучков с энерговкладом, достаточным для их применения, например, в гипертермии биотканей. И только сравнительно недавно, когда началось производство доступных промышленных усилителей с выходной мощностью более 1 кВт в диапазоне 1-30 МГц, стало возможным начать работы в указанном направлении. В настоящей работе сообщается о результатах экспериментального исследования возможностей нагрева поглощающей среды с помощью ультразвуковых пучков с параметрически обращенным фронтом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

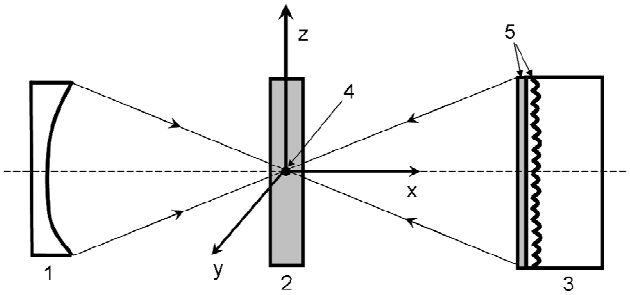


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментов первого этапа. 1 – сфокусированный ультразвуковой преобразователь, 2 – образец из пластисола, 3 – термопара, 4 - обращающий ферритовый элемент, 5 – четвертьволновый согласующий слой или профилированная поверхность феррита. Тонкими стрелками и сплошными линиями условно показано направление и границы акустического поля падающего и обращенного ультразвуковых пучков

Эксперименты проводились в два основных этапа. На первом использовалась более простая в реализации «схема на прохождение», представленная на Рис.1. В водном бассейне в фокальной плоскости сфокусированного ультразвукового преобразователя с центральной частотой 5.0 МГц и фокусным расстоянием 80 мм (**1**) (модель M307, производство Panametrics) находился образец (**2**) в виде диска толщиной 10 мм и диаметром 42 мм, выполненный из полимерного материала – пластисола, производства компании MF-manufacturing Co., USA. Этот желеобразный материал близок по своим акустическим свойствам к воде и биологическим тканям, и потому часто используется при тестировании ультразвукового оборудования в качестве фантомов тканей живого организма. Скорость звука при комнатной температуре в образце составляет c_0 = (1380±5) м/с, коэффициент поглощения ультразвука на частоте 2 МГц α = (0.13 ± 0.01) см$^{-1}$, плотность ρ_0 = 980 кг/м^3. В центр образца была введена малоинерционная термопара К-типа диаметром 0.5 мм (**3**). Опорный спай термопары находился в кювете с водой, помещенной в толстостенный футляр из пенопласта, так что его температуру за время измерений можно было считать постоянной. Образец с термопарой закреплялся на трехкоординатной позиционирующей системе Velmex BiSlide. По другую сторону от образца симметрично преобразователю и на одной оси с ним находился рабочий торец цилиндрического ферритового обращающего элемента (**4**). Принцип функционирования и устройство параметрических систем ОВФ ультразвука описаны, например, в [2, 5]. Использованная в данной работе конструкция системы ОВФ отличается от всех предыдущих более высоким уровнем электроизоляции катушки накачки и наличием принудительного воздушного охлаждения обращающего ферритового элемента. Отметим, что присутствие термопары в области фокусировки ультразвуковых пучков слабо сказывается на прозрачности акустического тракта. Поперечный размер фокальной перетяжки падающего ультразвукового пучка, составляющий 2.6 мм (по первым нулям распределения), в пять раз превышает поперечный размер термопары, и при длине ультразвуковых волн в образце 0.3 мм имеет место сильная дифракция на термопаре, что препятствует образованию за ней заметной ультразвуковой «тени» на апертуре системы ОВФ.

Эксперименты по нагреву на первом этапе были проведены с двумя образцами феррита, отличающимися как по своему составу (а значит и по динамике параметрического ОВФ ультразвука в них [6]), так и по виду рабочей поверхности. В первом из них, с целью повышения интенсивности ультразвука в зоне нагрева в параметрической системе ОВФ ультразвука использовался ферритовый элемент с четвертьволновым согласующим слоем (**5**), повышающим акустическую прозрачность границы жидкость-феррит. При ОВФ сфокусированных ультразвуковых пучков такой слой дает заметный (более, чем в вдвое) выигрыш в амплитуде звукового давления в фокусе по сравнению со случаем плоской рабочей поверхности ферритового элемента [7]. Вместе с тем, одновременно наблюдается и повышенный уровень боковых лепестков в фокальном распределении акустического поля. Альтернативой указанным двум видам рабочих поверхностей обращающего ферритового элемента является профилированная поверхность. Обращающий элемент с такой рабочей поверхностью позволяет реализовать ОВФ с высоким качеством за счет наиболее равномерного преобразования различных компонент пространственного спектра падающего пучка [8]. Поэтому в качестве второго обращающего элемента был использован ферритовый образец с профилированной рабочей поверхностью (**5)**.

Возбуждение ультразвукового преобразователя осуществлялось радиоимпульсами с несущей частотой 5.0 МГц и длительностью 60 мкс, создаваемыми генератором Tektronix AFG 3102. Между генератором и преобразователем был включен усилитель с номинальной выходной мощностью 6 Вт и согласующий трансформатор. С помощью второго канала этого же генератора осуществлялось возбуждение системы

параметрической накачки. Импульсы накачки имели несущую частоту 10 МГц, длительность 320 мкс и были задержаны относительно сигнала возбуждения преобразователя на время, требуемое для распространения звука по бассейну от преобразователя до системы ОВФ. Максимальная частота повторений рабочего цикла всей системы достигала 400 Гц. Оконечный усилитель радиоимпульсов накачки OM3500HF производства компании OM-POWER мог передавать в нагрузку мощность 3.5 кВт в непрерывном режиме на частоте 10 МГц. Через кабель и согласующий контур импульсы накачки подавались на катушку, намотанную вокруг ферритового элемента.

Напряжение на термопаре измерялось с помощью 6.5-разрядного цифрового вольтметра Agilent 34401A с частотой 10 раз в секунду. Переданные в компьютер данные переводились в значения относительной температуры, усреднялись по 4 значениям, что обеспечивало точность измерений 0.02^0C, и записывались в файл как функция температуры нагрева от времени наблюдения.

Предварительные измерения параметров обращенного ультразвукового пучка проводились в воде без образца с помощью широкополосного звукопрозрачного мембранного PVDF-гидрофона (GEC Marconi) с диаметром пьезоактивной зоны 0.5 мм. Гидрофон закреплялся на позиционирующей системе. Падающий и обращенный импульсы разделялись по времени прихода сигнала. Результаты этих измерений показали, что при указанных выше параметрах возбуждения ультразвука и параметрической накачки генерируется сфокусированный обращенный ультразвуковой пучок, имеющий в воде импульсную мощность 4.5 Вт и среднюю - 0.18 Вт. Его распространение в воде было существенно нелинейным, сопровождаясь генерацией множества высших гармоник. При этом максимальная пиковая амплитуда перепада нелинейного профиля давления в фокусе составила 10 МПа, а интенсивность 176 Вт/см^2. Как было показано в [9] для импульсно-периодических сигналов в условиях заданной средней мощности в таком сильно нелинейном режиме нагрев среды происходит эффективней за счет высокого поглощения энергии гармоник.

На втором этапе использовалась схема «на отражение» (Рис.2), более сложная в реализации, но и в большей степени приближенная к реальным условиям применения фазосопряженных ультразвуковых пучков, чем схема «на прохождение». В схеме «на отражение» в наиболее показательной форме реализуется преимущество использования

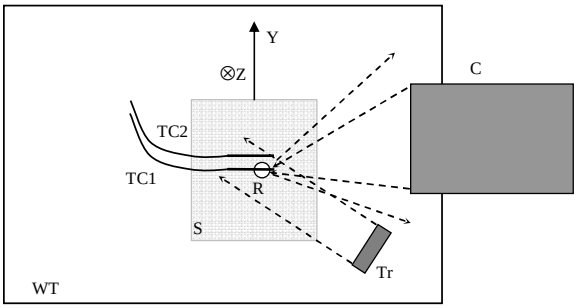


Рис.2. Упрощенная схема эксперимента. S – образец из пластисола, R - воздушная полость, TC1, TC2 – термопары, Tr – плоский излучатель, C – параметрическое устройство ОВФ, Y и Z – оси системы позиционирования, WT –бассейн с водой. Штриховыми стрелками условно показаны направления распространения ультразвуковых пучков

ОВФ для ультразвукового нагрева среды, состоящее в самосогласованной фокусировке обращенной волны на небольшой отражающий объект, находящийся внутри поглощающей жидкоподобной среды и облучаемый широким зондирующим пучком.

Основные отличия в постановке и проведении экспериментов второго этапа состояли в следующем. Образец пластисола имел форму цилиндра диаметром 67 мм и высотой 36 мм. Внутри образца, примерно в его середине, находилась воздушная полость по форме близкая к сфере с диаметром ≈6 мм, игравшая роль небольшого хорошо отражающего звук объекта. Направленный в сторону объекта плоский пьезоэлектрический преобразователь диаметром 9 мм возбуждался радиоимпульсами с несущей частотой f_s=4.75 МГц и длительностью около 50 мкс. Часть отраженного от полости акустического поля попадала в активный обращающий элемент системы ОВФ. С учетом результатов, полученных на первом этапе, на втором использовался ферритовый обращающий элемент, имеющий рифленую рабочую поверхность. Его рабочая грань вводилась в бассейн через стенку и находилась на расстоянии ~100 мм от нагреваемого образца. Усиленный и обращенный ультразвуковой пучок распространялся в обратном направлении и самосогласованным образом фокусировался на объект в силу фундаментальных свойств обращенных волн.

Контроль температуры осуществлялся с помощью двух термопар, введенных в образец с тыльной стороны. С учетом экспериментальной конфигурации, и небольшого диаметра термопар (0.5 мм) рассеянием падающего на них поля можно было пренебречь в сравнении с рассеянием на объекте.

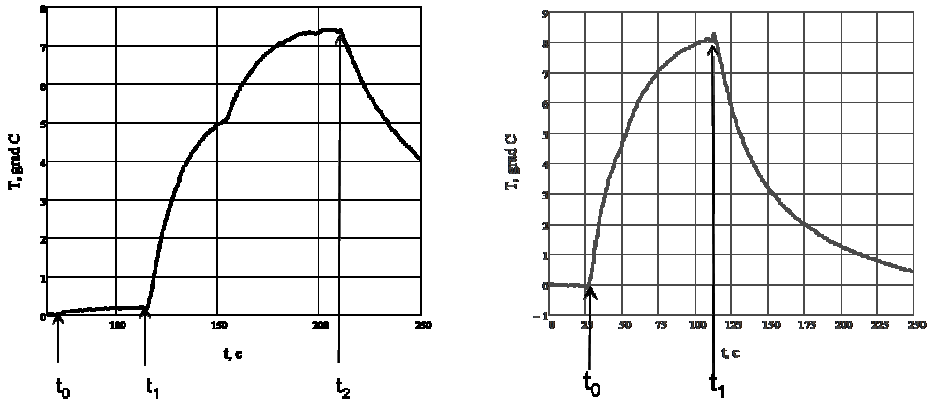
С помощью первой термопары, введенной в образец через центр полости, измерялся нагрев среды в зоне фокусировки обращенной волны. При этом чувствительный передний край термопары выступал на 2 мм из полости в сторону обращающей системы. Вторая термопара размещалась параллельно первой на расстоянии 7 мм от нее и служила для контроля локализации нагрева. Измерения зависимости значений двух термоэдс от времени обеспечивались вольтметром, соединенным с термопарами через двухканальный аналоговый коммутатор. Управление коммутатором, вольтметром, первичная обработка и накопление массива данных осуществлялось с помощью компьютера в среде LabView. В указанных условиях интервал времени между получаемыми последовательными измерениями для каждой термопары составлял 1.6 с, временной сдвиг между каналами измерения температуры равнялся 0.8 с, а погрешность измерений относительного нагрева не превосходила 0.02°C.

Амплитуда падающего плоского пучка в экспериментах специально выбиралась настолько малой, чтобы это излучение не приводило к сколько-нибудь заметному нагреву термопар.

РЕРУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость нагрева образца из пластисола, полученная на первом этапе при использовании ферритового элемента с акустически согласованной рабочей поверхностью, представлена на Рис.3а. Под нагревом в данном случае понимается прирост температуры относительно установившегося значения, определяемого температурой воды в бассейне (18°C).

Максимальный нагрев в 7.2°C получен за время порядка 100 с при периоде следования импульсов обращенных волн 2.5 мс и их характерной длительности ~ 100 мкс Термопара при этом находилась в точке фокуса. На графике зависимости температуры нагрева от времени можно выделить несколько характерных областей. В промежутке времени от t=0 до $t=t_0$ никакие источники ультразвука не включены. В интервале от $t=t_0$ до $t=t_1$ включен источник падающей ультразвуковой волны, и наблюдается небольшой (не превышающий 0.2°C) нагрев образца этой волной. В момент времени $t=t_1$ включается система ОВФ ультразвука, и происходит нагрев образца интенсивным сфокусированным ультразвуковым пучком с обращенным волновым фронтом. Максимальная скорость нагрева составляет 0.24 град/с.



а) б)

Рис.3. Зависимость температуры ультразвукового нагрева пластисола от времени при положении спая термопары в фокусе. а) обращающий ферритовый элемент с акустически согласованной рабочей поверхностью, t_0 – момент включения падающего ультразвукового пучка, t_1 – момент включения системы параметрического ОВФ ультразвука, t_2 – момент выключения системы ОВФ. б) обращающий ферритовый элемент с профилированной рабочей поверхностью, t_0 – момент включения системы параметрического ОВФ ультразвука, t_1 – момент выключения системы ОВФ

Температура сначала быстро растет, затем, вблизи 5°С нагрев замедляется. Причина этого в постепенном выходе системы возбуждения магнитного поля накачки из резонансного режима вследствие проявляющегося при высокой мощности накачки разогрева ферритового обращающего элемента. После коррекции настройки системы ОВФ, произведенной на 150-ой секунде, скорость прироста температуры образца вновь повышается. На двухсотой секунде эксперимента нагрев пластисола достигает своего максимума в 7.2°С (относительно значения нагрева при $t=t_1$), уже не зависящего от подстройки системы. Далее следует участок с постоянной температурой, на котором приток тепла, вызванный поглощением ультразвука, уравновешивается его оттоком вследствие тепловой диффузии. В момент времени $t=t_2$ система параметрического ОВФ ультразвука выключается, нагрев прекращается, и температура падает по экспоненте.

Динамика нагрева в образце при использовании элемента с профилированной рабочей поверхностью, показана на Рис.3б. При этом термопара находилась в точке фокуса, период следования импульсов обращенных волн равнялся 2.0 мс, а их характерная длительность ~ 100 мкс. Максимальная скорость нагрева составляет 0.42 град/с. На сто седьмой секунде от начала эксперимента нагрев пластисола достигает своего максимума в 8.0°С

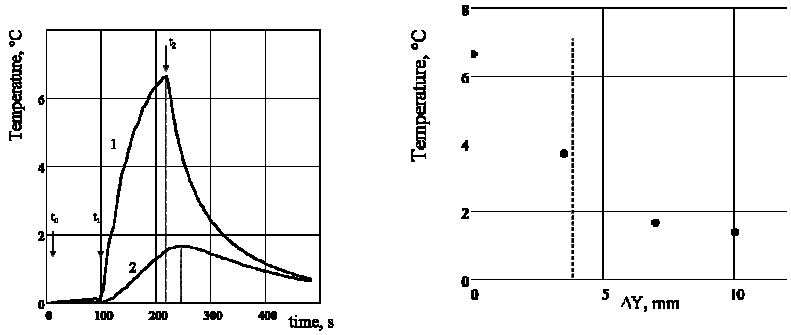
Характерные размеры области источников ультразвукового нагрева можно оценить, исходя из распределения интенсивности акустического поля обращенного пучка в фокальной области, которое было измерено в ходе предварительных экспериментов. В поперечнике это распределение составило 0.9 мм, а в длину ~ 31 мм (по уровню -6 дБ).

Сравнительный анализ, полученных на первом этапе результатов по уровню и времени нагрева одного и того же образца, позволяет сделать вывод о том, использование обращающих элементов с профилированной рабочей поверхностью оказывается более предпочтительным, чем использование элементов с «просветленной» рабочей поверхностью. Заведомо более высокое качество ОВФ, обеспечиваемое первыми, является крайне важным для медицинских приложений рассматриваемого эффекта. Дополнительными доводами в пользу использования профилированной поверхности являются также ее большая долговечность и стойкость к механическим воздействиям в сравнении с «просветленной» поверхностью, меньшие трудозатраты и более простая технология при ее изготовлении. С учетом этих факторов

для экспериментов второго этапа был выбран ферритовый элемент с профилированной рабочей поверхностью.

Таким образом, полученные на первом этапе результаты показали возможность экспериментальной реализации активного воздействия на среду – в данном случае ее нагрев, с помощью интенсивных ультразвуковых пучков с параметрически обращенным волновым фронтом. Целью второго этапа являлась экспериментальная демонстрация ультразвукового нагрева объекта с помощью обращенных волн без использования каких-либо фокусирующих систем.

Зависимости величины нагрева, регистрируемого в схеме «на отражение» в образце с воздушной полостью, от времени приведены на Рис. 4а.



а) б)

Рис.4а. Зависимость нагрева термопар от времени. 1,2 *– номера термопар.* t_0 *- момент включения системы в режиме малой частоты повторения циклов,* t_1 *- момент включения высокой частоты повторения циклов,* t_2 *- момент выключения накачки. Тонкими серыми вертикальными линиями показаны моменты достижения максимальной температуры*

Рис.4б. Величина нагрева при t_2*=220 с в зависимости от расстояния до центра полости. Штриховой линией условно обозначена граница полости*

В интервале времени от 0 до 100 с установка работала в режиме очень большой скважности (>1000), т.е. малой средней мощности, что было необходимо для точной настройки согласующих электрических цепей в канале усилителя мощности накачки. В момент t_0=10 с включалась ОВФ-система, что вызывало небольшой нагрев находящейся у объекта первой термопары. Через 80-90 с температура этого нагрева стабилизировалась. В момент t_1=100 с включался рабочий режим ультразвукового нагрева образца с периодом повторения 4 мс. В момент t_2=220 с параметрическая накачка была выключена, и, соответственно, с этого момента нагрев среды обращенным пучком прекращался.

Представленные на Рис.4а кривые отражают существенное различие характера наблюдаемого нагрева вблизи полости и на расстоянии 7 мм от ее центра. Помимо того, что первая термопара фиксирует значительно больший нагрев (6.5°C против 1.6°C), у второй кривой наблюдается отставание, характерное для нагрева за счет теплопроводности. При выключении обращенной волны температура перед объектом сразу же начинает экспоненциально спадать, в то время как вторая термопара еще около 30 с продолжает фиксировать нагрев. Начальные стадии нагрева также различаются. Если перед полостью скорость нарастания температуры максимальна в момент включения t_1, и потом неуклонно спадает, что характерно для нагрева за счет поглощения энергии ультразвука средой при наличии теплообмена, то на второй термопаре, наоборот, скорость нагрева возрастает от малых значений, проходит через максимум и потом снова уменьшается. Перечисленные особенности подтверждают, что ультразвуковой пучок с обращенным фронтом действительно фокусируется на объект вблизи термопары ***1*** и вызывает в этой области локальный нагрев среды за счет

поглощения ультразвука. Находящаяся в стороне от объекта вторая термопара фиксирует нагрев, обусловленный преимущественно теплопроводностью.

Для того, чтобы получить определенное представление о получаемом в данном эксперименте распределении поля температур внутри образца, вторая термопара размещалась в различных положениях по оси Y. Затем, после соответствующих измерений ультразвукового нагрева, выбирались значения температуры, даваемые термопарой ***2*** в момент времени t_2=220 с. На Рис.4б показана полученная таким образом зависимость показаний второй термопары от ее смещения ΔY от центра полости. Как видно, рассматриваемая зависимость имеет выраженный максимум при ΔY=0, монотонно спадая с ростом смещения ΔY.

Для демонстрации сохранения свойства самосогласованности локального нагрева был проведен эксперимент, в котором образец вместе с находящейся в нем полостью и термопарами медленно перемещался в процессе измерений вдоль оси Z (см. Рис.2). В данном случае под медленным понимается движение, при котором за один цикл распространения импульсов звуковых волн во всем акустическом тракте объект смещается незначительно по сравнению с размером области фокусировки пучка. Такое медленное перемещение осуществлялось в диапазоне от Z=-3 мм до Z=3 мм, где за Z=0 принято положение геометрической оси падающего плоского пучка. Движение начиналось и заканчивалось одновременно с действием рабочего режима нагрева, который, как и в экспериментах с неподвижным образцом, длился от момента t_1=100 с до момента t_2=220 с. Результат этого эксперимента показан на Рис.5 в сравнении с представленным ранее случаем неподвижного объекта, находящегося в точке Z=0 (Рис.4а).

Как и ожидалось, зависимости для движущегося образца мало отличаются от тех, что были получены для неподвижного. Таким образом, можно считать, что за счет самосогласованной фокусировки обращенного пучка динамика и локальность вызванного им ультразвукового нагрева образца слабо зависят в определенном диапазоне от его перемещений.

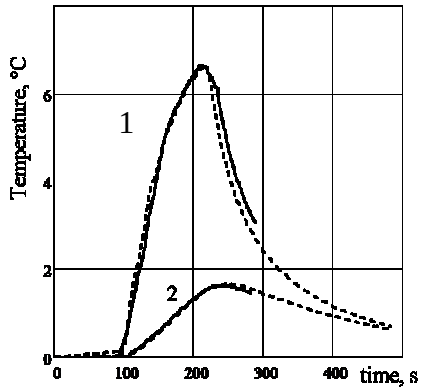


Рис.5. Сравнение температурных зависимостей нагрева для неподвижного объекта (штриховые линии) и для перемещающегося от Z=-3 до Z=3 объекта (сплошные линии). 1, 2 – номера термопар

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов реализован локальный нагрев поглощающей среды за счет автоматической фокусировки интенсивных пучков обращенных волн. В схеме «на отражение» фокусировка реализована на небольшой отражающий звук объект, находящийся в этой среде в поле плоской падающей волны. Локальный нагрев наблюдался в равной степени, как на неподвижном, так и на медленно перемещающемся в пределах апертуры падающего пучка объекте.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-01359 а), а также гранта поддержки ведущих научных школ (№ НШ-4484.2014.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. К вопросу об обращении волнового фронта звука с усилением обращенной волны // Кв. эл-ка. - 1981. - т.8**.** - в.5. - С.1144-1145.
2. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л. Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков // УФН. – 1998. - т.168. - №8. - С.877-890.
3. Cunningham K.B., Hamilton M.F., Brysev A.P., and Krutyansky L.M. Time-reversed sound beams of finite amplitude // J. Acoust. Soc. Am. – 2001. - v.109. - P.2668-2674.
4. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Перно Ф., Преображенский В.Л. Нелинейные ультразвуковые пучки с обращенным фронтом и их применение в акустоскопии // Акуст. журн. – 2004. - т.50. - № 6. - С.725-743.
5. Брысев А.П., Бункин Ф.В., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л., Пыльнов Ю.В., Стаховский А.Д. Параметрическое обращение фронта ультразвуковых волн в воде в широком угловом диапазоне // Акуст. журн. – 1997. - т.43. - №2. - С.244-247.
6. Brysev A., Pernod P., Preobrazhensky V. Magneto-acoustic ceramics for parametric wave phase conjugators // Ultrasonics. – 2000. - v.38. - P.834-837.
7. Brysev A.P., Klopotov R.V., Krutyansky L.M., Pernod P., Preobrazhensky V.L. Dynamics of solid-state parametric WPC-amplifier of ultrasound with matching layer at interface of active medium-liquid // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics Supplement Physics of Vibrations. – 2002.- v.10. - №3. - P.121-124.
8. Брысев А.П., Крутянский Л.М. Улучшение качества фокусировки при параметрическом обращении фронта ультразвуковых пучков в элементе с рельефной рабочей поверхностью // Акуст. журн. – 2000. – т.46. - № 4. - С.447-450.
9. Сапожников О.А., Синило Т.В.. Повышение эффективности нагрева жидкости мощным ультразвуковым пучком за счет формирования ударных участков в профиле волны // Известия Академии наук. Сер. физ. - т.62. - № 12. - С.2371-2374.

назад к содержанию

к списку секций

СЕКЦИЯ – Воздействие на флюиды

ВЛИЯНИЕ УЛЬТАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОВЯЗКОЙ НЕФТИ
Евдокимов И.Н., Елисеев Н.Ю., Фесан А.А. 2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В ПЕРФОРИРОВАННОЙ СКВАЖИНЕ
Сафиуллин Д.А.[1)], Марфин Е.А.[2)], Загидуллина А.Р.[2)] 15

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ НЕКОНСОЛИДИРОВАННОЙ СРЕДЫ
Ширгина Н.В., Кокшайский А.И., Коробов А.И. [1)] 23

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ НЕФТЕНАСЫЩЕННЫХ ГОРНЫХ ПОРОД
Кузнецов О.Л.[1)], Чиркин И.А.[1)], Дыбленко В.П.[2)], Шарифуллин Р.Я.[2)], Ризанов Е.Г.[1)] 30

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ЗАТУХАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, НАСЫЩЕННОЙ ВОДОНЕФТЯНОЙ ЭМУЛЬСИЕЙ
Губайдуллин А. А., Болдырева О. Ю., Дудко Д. Н. 37

НЕЛИНЕЙНОСТЬ СДВИГОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ВЯЗКОУПРУГОЙ ЖИДКОСТИ
Гришаев В.В.[1)], Есипов И.Б.[1,2)], Миронов М.А.[2)] 42

ВЛИЯНИЕ УЛЬТАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОВЯЗКОЙ НЕФТИ

Евдокимов И.Н., Елисеев Н.Ю., Фесан А.А.

РГУ нефти и газа имени И.М. Губкина, Москва

E-mail: eliseev@gubkin.ru

В ходе исследований проводилась кратковременная и длительная обработка образцов высоковязкой нефти с содержанием асфальтенов 15-16%. Результаты измерений и расчетов при кратковременной ультразвуковой обработке высоковязкой нефти показывают, что на реологических зависимостях есть интервалы скоростей сдвига, в которых наблюдаются уменьшение или возрастание вязкости. Длительная ультразвуковая обработка не приводит к качественным изменениям коллоидно-дисперсной структуры. После ультразвуковой обработки нефти могут наблюдаться как положительные эффекты (снижение вязкости) так и отрицательные последствия (увеличение вязкости, выпадение осадков, кольматация порового пространства пласта). Для каждого конкретного случая (индивидуальный тип нефти, пластовые условия, мощность и частота источника ультразвука) существует свое оптимальное время обработки, обеспечивающее достижение максимального положительного эффекта.

В последние годы резко возросло количество коммерческих предложений оборудования и технологий ультразвуковой обработки добываемых нефтей. В связи с этим может возникнуть представление о том, что механизмы и последствия подобной обработки уже достаточно хорошо изучены. На самом деле, как в отечественных, так и в зарубежных публикациях приводятся результаты лишь ограниченного числа соответствующих исследований.

Следует иметь в виду, что механизмы специфического воздействия ультразвуковых колебаний на молекулярно-коллоидные структуры нефти являются основными лишь при малых мощностях облучения. При больших мощностях главными становятся неспецифические механизмы перехода энергии ультразвука в тепловую энергию, т.е. дополнительный прогрев нефти, а также кавитационные процессы, результатом которых может быть разрыв связей в молекулах углеводородов, т.е. нежелательное изменение химического состава нефти.

На сегодняшний день, хорошо обоснованным можно считать лишь качественный вывод о том, что маломощная ультразвуковая обработка нефтей заметно изменяет характеристики коллоидных систем асфальтенов [1,2] и парафинов [3]. При этом, в зависимости от типа нефти и условий обработки, размеры коллоидных частиц могут как уменьшаться, так и увеличиваться; связи между этими частицами могут ослабевать и усиливаться. Соответственно, после ультразвуковой обработки нефти могут наблюдаться как положительные эффекты (снижение вязкости) так и отрицательные последствия (увеличение вязкости, выпадение осадков, кольматация порового пространства пласта). Для каждого конкретного случая (индивидуальный тип нефти, пластовые условия, мощность и частота источника ультразвука) существует свое оптимальное время обработки, обеспечивающее достижение максимального положительного эффекта.

Объектом наших исследований являлась высоковязкая нефть со скв. 238 ООО «Татнефть-Самара», обогащенная асфальтенами, содержание которых составляет 15-16 %. Обработка исследуемой высоковязкой нефти проводилась с использованием маломощной ультразвуковой ванны СТ-400А (CT Brand Inc.), потребляемая мощность – 35 Вт, частота ультразвука – 43-45 кГц. В описываемых ниже лабораторных реологических исследованиях был использован ротационный вискозиметр Rheotest® RN4.1 (MessgeräteMedingen GmbH).

Проведенные нами исследования показали, что в исследуемой высоковязкой нефти наблюдается термически индуцированный переход [4,5], который имеет пороговый характер. В связи с этим, температура фазового перехода $\boldsymbol{T_c}$ является важной характеристикой структурно-механических свойств нефти.

В связи с описанными выше причинами, диапазон скоростей сдвига, общий для всего исследованного интервала температур, был ограничен значениями $\dot{\gamma}$=0,04 1/с и $\dot{\gamma}$=5,0 1/с. С целью выявления температуры структурного фазового перехода, для обоих граничных значений $\dot{\gamma}$ были рассчитаны величины максимальной эффективной вязкости $(\eta_{эфф})_{макс}=\tau_0/\dot{\gamma}$, соответствующие «начальным» структурным состояниям потока, наименее подверженным механическому воздействию. Соответствующие графики приведены на рис. 1. В связи с большим диапазоном изменений $\eta_{эфф}$, для представления этого параметра использована логарифмическая шкала. Данные рис. 1 отчетливо показывают наличие двух четко различимых участков на температурных зависимостях $Ln(\eta_{эфф})$ для обеих скоростей сдвига.

В области повышенных температур, где структурно-механические свойства нефти были выше отождествлены как «жидкоподобные», наблюдается относительно медленное возрастание логарифма вязкости с уменьшением температуры. Для обоих значений $\dot{\gamma}$ соответствующие последовательности экспериментальных данных с высокой точностью ($R^2\approx1,00$) могут быть аппроксимированы линейными функциями (красные прямые на рис. 1).

С другой стороны, при пониженных температурах (для «твердоподобных» гелевых структур нефти) рассматриваемые температурные зависимости становятся более крутыми. При этом данные для $\dot{\gamma}$=5,0 1/с по-прежнему могут быть аппроксимированы линейной функцией (синяя прямая на рисунке). Данные же для $\dot{\gamma}$=0,04 1/с демонстрируют гораздо более быстрое изменение, и для их аппроксимации пришлось использовать полином 3-й степени (синяя кривая на рисунке).

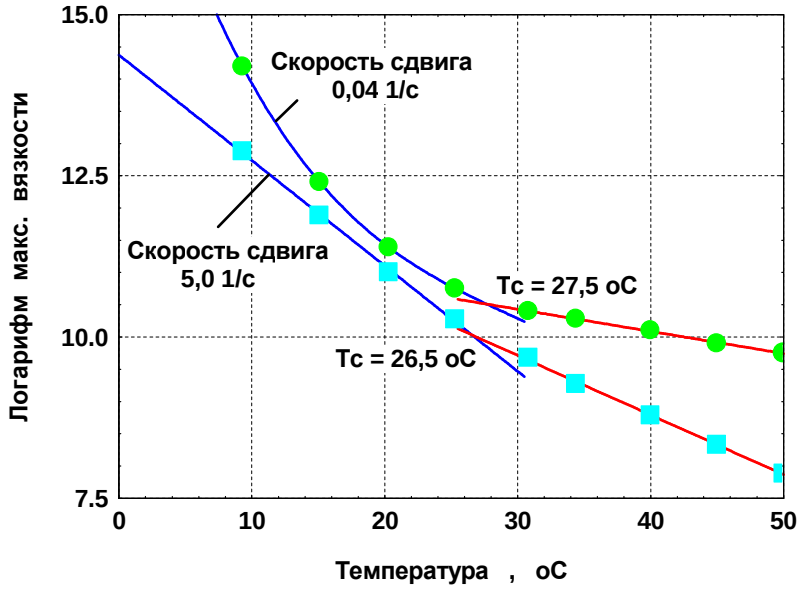


Рис. 1. Приближенные оценки температуры структурного фазового перехода в нефти по результатам реологических исследований.

Температура обсуждаемого структурного фазового перехода в исследованной нефти $\boldsymbol{T_c}$ была отождествлена с точкой пересечения низкотемпературных (синих) и высокотемпературных (красных) аппроксимаций данных на рис. 1. Как видно из рисунка, определяемая таким способом величина $\boldsymbol{T_c}$ увеличивается при уменьшении

скорости сдвига, использованной для получения рассматриваемой последовательности данных (T_c≈26,5 °C для $\dot{\gamma}$=5,0 1/c и T_c≈27,5 °C для $\dot{\gamma}$=5,0 1/c). Подобное поведение является, очевидно, следствием возмущающего действия механической энергии потока.

Воздействие ультразвуком малой мощности производилось на протяжении 5 минут при комнатной температуре (24 °C). Реологические исследования обработанного образца и контрольного образца исходной нефти проводили при 45 °C (в условиях существования «жидкоподобной» структуры исходной нефти).

Кратковременная ультразвуковая обработка не приводит к *качественным* изменениям структурно-механических свойств нефти. Наличие осцилляционного характера тиксотропии при малых $\dot{\gamma}$ (0,8 и 3,0 1/c) в обоих образцах свидетельствует о сохранении связнодисперсной «жидкоподобной» структуры. Отсутствуют также принципиальные различия в процессах перехода к свободнодисперсной структуре микрогелевых частиц при больших $\dot{\gamma}$ (50 и 120 1/c).

В то же время, наши данные показывают, что даже кратковременная ультразвуковая обработка приводит к *количественным* изменениям вязкости нефти. При этом наблюдаемые величина и знак этих изменений определяются конкретным значением скорости сдвига в потоке. С целью более наглядной иллюстрации количественных эффектов, для каждого значения $\dot{\gamma}$ были рассчитаны максимальные эффективные вязкости $(\eta_{эфф})_{макс}=\tau_0/\dot{\gamma}$, а также относительное изменение этого параметра после ультразвуковой обработки. Результаты расчетов представлены на рис. 2, где хорошо видны интервалы $\dot{\gamma}$, в которых наблюдаются положительные или отрицательные эффекты обработки (уменьшение или возрастание вязкости).

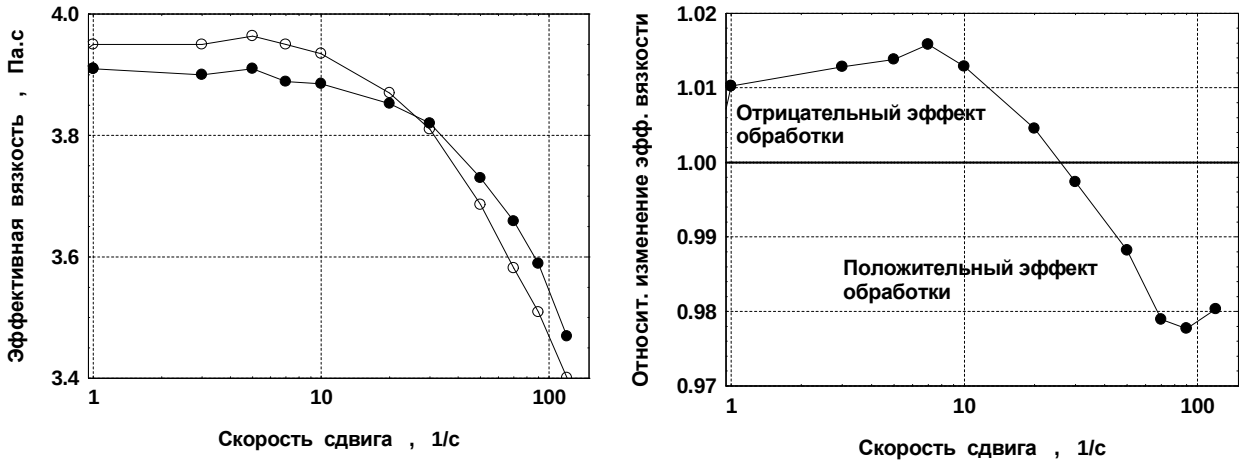


Рис. 2. Слева - влияние скорости сдвига на величину максимальной эффективной вязкости в образцах исходной (•) и обработанной (о) нефти. Справа – относительное изменение эффективной вязкости после кратковременной ультразвуковой обработки.

Данные рис. 2 показывают, что *положительный* эффект кратковременной ультразвуковой обработки наблюдается лишь при больших скоростях сдвига, при наличии в нефти *свободнодисперсной* системы микрогелевых частиц. Конкретной причиной снижения вязкости может быть ослабление каркаса микрогелевых дисперсных частиц, формируемых коллоидами асфальтенов.

Из рис. 2 видно также, что проявление *отрицательного* эффекта кратковременной ультразвуковой обработки наблюдается при малых скоростях сдвига, в условиях существования *связнодисперсной* системы микрогелевых частиц в нефти. Соответственно, вероятной причиной увеличения вязкости является появление

добавочных связей между индивидуальными микрогелевыми частицами в результате воздействия ультразвука.

Непрерывное продолжительное воздействие ультразвуком малой мощности производилось на протяжении 3-х часов при комнатной температуре (24 ^{o}C). Реологические исследования обработанного образца и контрольного образца исходной нефти проводили при 10-60 ^{o}C (в условиях существования как «жидкоподобной», так и «твердоподобной» структуры исходной нефти).

Длительная ультразвуковая обработка также не приводит к *качественным* изменениям коллоидно-дисперсной структуры. Осцилляционный характер тиксотропии при малых $\dot{\gamma}$ (0,08 ; 0,8 и 3,0 1/с) в обоих образцах свидетельствует о сохранении в них связнодисперсной «жидкоподобной» структуры. Схожими являются также процессы перехода к свободнодисперсной структуре микрогелевых частиц при больших $\dot{\gamma}$ (50 1/с).

Нащи результаты вновь показывают, что даже после долговременной обработки возможны проявления *отрицательных* эффектов ультразвукового облучения – данные для $\dot{\gamma}$=0,08 1/с демонстрируют *увеличение* напряжения сдвига (и, соответственно, вязкости) в обработанном образце. Для выявления условий существования отрицательных эффектов обработки, как и выше, для каждого значения $\dot{\gamma}$ были рассчитаны максимальные эффективные вязкости $(\eta_{эфф})_{макс}=\tau_0/\dot{\gamma}$, а также относительное изменение этого параметра после длительного ультразвукового облучения. Результаты расчетов показаны на рис. 3. Видно, что отличия от случая кратковременного облучения (рис. 2) не являются принципиальными и состоят лишь в том, что отрицательные эффекты обработки (возрастание вязкости) наблюдаются при несколько меньших скоростях сдвига.

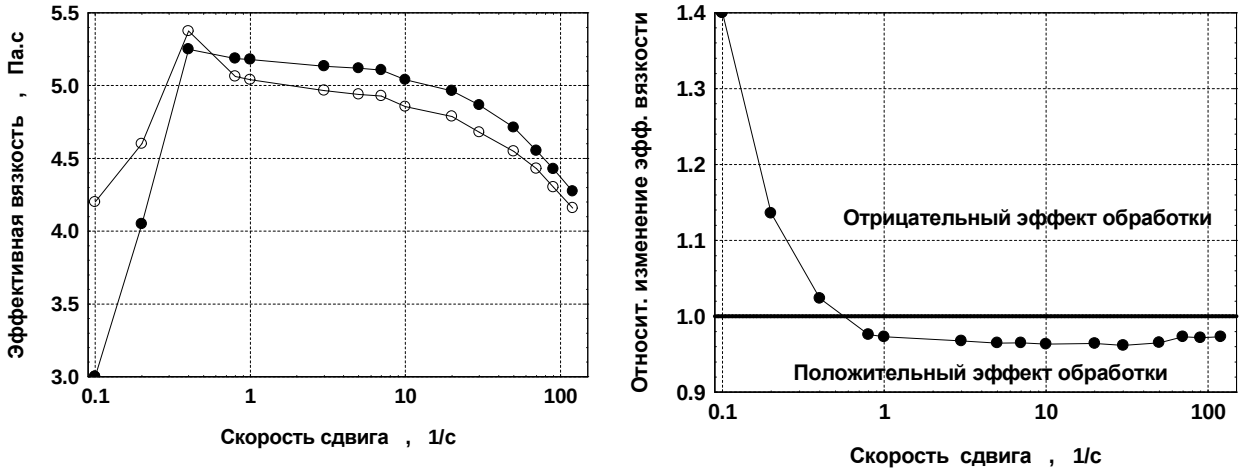


Рис. 3. Слева - влияние скорости сдвига на величину максимальной эффективной вязкости при 45 ^{o}C в образцах исходной (•) и обработанной (о) нефти. Справа – относительное изменение эффективной вязкости после длительной ультразвуковой обработки.

По результатам кратковременной ультразвуковой обработки был сделан вывод, что вероятной причиной возрастания вязкости является возникновение добавочных связей между микрогелевыми частицами. Этот вывод подтверждается и реологическими исследованиями нефти, подвергнутой долговременному ультразвуковому облучению. На рис. 4 показано влияние скорости сдвига на величину этого параметра осцилляций в обработанном и контрольном образцах нефти (при 45 ^{o}C). Приведенные данные наглядно демонстрируют увеличение энергии связей в области проявления отрицательного эффекта длительной ультразвуковой обработки.

В области существования «твердоподобных» структур нефти ($T<\boldsymbol{T_c}$) наблюдаются гораздо более выраженные эффекты обработки, чем в области существования «жидкоподобных» структур ($T>\boldsymbol{T_c}$). При реологических исследованиях было установлено, что эти эффекты являются «отрицательными». Как видно из рис. 5, при $T<\boldsymbol{T_c}$ для любых скоростей сдвига наблюдается возрастание эффективной вязкости после длительной ультразвуковой обработки.

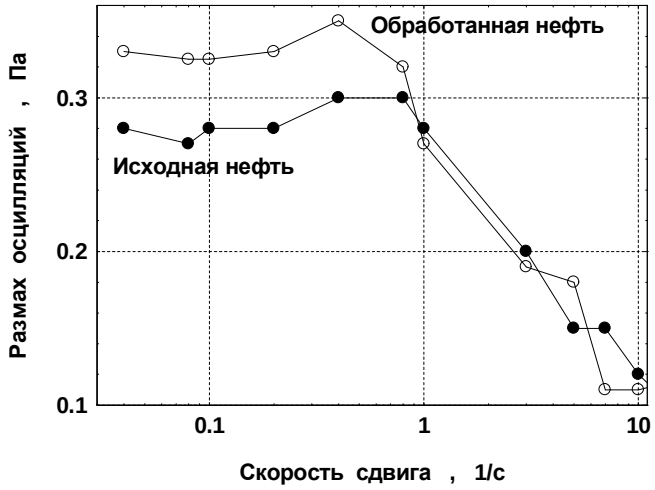


Рис. 4. Влияние скорости сдвига на размах осцилляций напряжения сдвига при 45 ^oC в образцах исходной нефти (•) и нефти, подвергнутой долговременной ультразвуковой обработке (о).

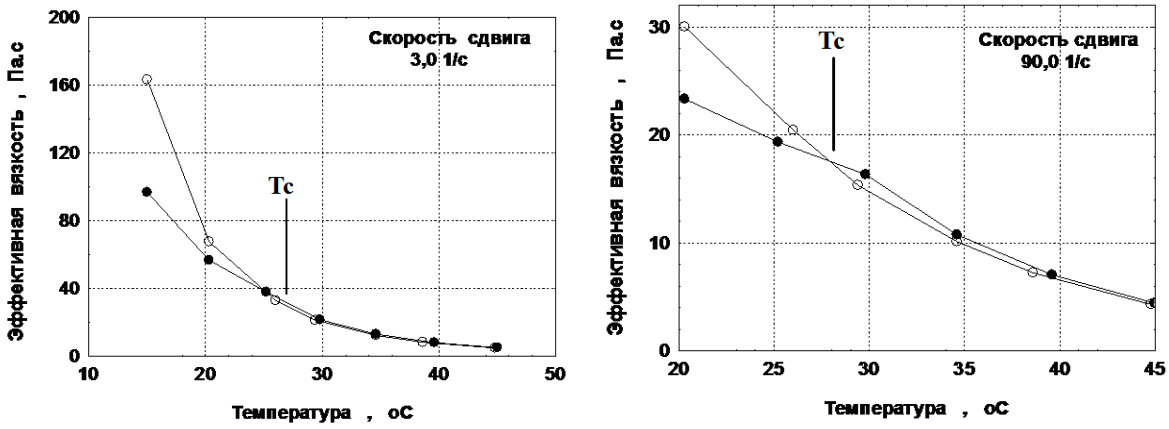


Рис. 5. Влияние температуры на эффективную вязкость при различных скоростях сдвига для образцов исходной нефти (•) и нефти, подвергнутой долговременной ультразвуковой обработке (о). $\boldsymbol{T_c}$ – температура фазового перехода от «твердоподобных» к «жидкоподобным» структурам нефти.

Таким образом, приведенные выше результаты показывают, что специфические воздействия маломощного ультразвукового облучения является благоприятным (приводит к снижению вязкости исследованной нефти) лишь при достаточно высоких температурах и больших скоростях сдвига. Последствия неспецифического (кавитационного) воздействия мощного ультразвукового облучения не могли быть исследованы в лабораторных условиях в связи с бурным выделением газов уже на первых секундах обработки образцов нефти.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Najafi I., Amani M. *Advances in Petroleum Exploration and Development* 2(2): - 2011 - P. 32-36
2. Mousavi S.M.R., Amani M., Najafi I., Ghazanfari M.H. J. Energy Resour. Technol. 134(2): - 2012 - P. 022001 - 022006.
3. Lionetto F., Coluccia G., D'Antona P., Maffezzoli A. *Rheol Acta* 46: - 2007 – P. 601–609.
4. Евдокимов И.Н., Елисеев Н.Ю. Влияние термообработки ромашкинской нефти на реологические свойства. X Российская конференция по теплофизическим свойствам веществ. Материалы конференции. Казань. Изд. «Бутлеровские сообщения». - 2002. - С.84-85.
5. Evdokimov I.N., Eliseev N.Yu., Eliseev D.Yu. Thermophysical properties and phase-behaviour of asphaltene-containing petroleum fluids. *Fluid Phase Eqilibria.* - 2003. V. 212, Iss.1-2. - P. 269-278.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ ШУМОВ

Марфин Е.А.[1)], Метелёв И.С.[2)], Гарифьянов Б.А.[2)], Абдрашитов А.А.[1)]

[1)] Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, Казань
[2)] Казанский федеральный университет, Казань

E-mail: marfin@mail.knc.ru

Движение жидкостей и газов сквозь пористые среды сопровождается генерацией акустических колебаний – фильтрационных шумов. Спектры таких шумов зависят от свойств жидкостей и пористого коллектора, а также режима течения. В работе представлены результаты лабораторных экспериментов по исследованию спектральных характеристик фильтрационных шумов, генерируемых потоком сжатого воздуха, фильтруемого через образец пористой среды реального месторождения. Описаны конструктивные особенности экспериментальной установки и детали проведенного исследования. Выявлена взаимосвязь основных частот и амплитуд генерируемых колебаний с режимом течения. Представлены визуальные картины спектра фильтрационных шумов. Полученные результаты могут быть использованы в решении идентификационных задач по определению свойств и работающих интервалов продуктивных пластов, а также при выборе режима акустического воздействия на процесс добычи углеводородов.

ВВЕДЕНИЕ

При фильтрации жидкости или газов через пористые среды возможна генерация звуковых колебаний [1,2]. Это явление является одним из видов акустической эмиссии, сопровождаемой многие физические процессы, как в твердых телах, так и в насыщенных пористых средах. Проблема фильтрационного шумообразования имеет прикладной и фундаментальный аспекты. Теоретическое исследование процесса возбуждения упругих волн в скелете пористой среды при фильтрации газа сквозь пористой материал выполнено в работе [3]. Исследования гидродинамических шумов (шумометрия) в скважинах позволяют решать различные технологические задачи, по которым традиционные геофизические методы (термометрия, расходометрия и т.д.) не всегда дают однозначные ответы.

Интенсивность гидродинамического шума нелинейным образом зависит от скорости потока, и характер этой зависимости, равно как и частотное распределение шумов, определяется физической природой гидродинамических источников звука. Основываясь на экспериментальных исследованиях гидродинамического звукообразования в скважине, спектр шума потока можно разделить на три частотные полосы [4]. Поток жидкости в трубах (колонна, НКТ) создает шум в полосе частот до 100 Гц. При движении потока по кавернозным и трещиноватым средам спектр шумов имеет максимум в пределах от 100 до 2000 Гц. Спектр шума фильтрационного потока в породах-коллекторах лежит в полосе 2-20 кГц.

Отмеченные закономерности гидродинамического звукообразования в скважине позволяют с помощью спектрального анализа шумов различных источников определить режим течения жидкости и местоположение потока, в том числе выявить работающие интервалы пластов, в том числе на неперфорированных участках, заколонные перетоки, микроциркулярию между пластами, а также контролировать техническое состояние скважины и подземного оборудования.

Источниками гидродинамического шума являются неоднородности потоков жидкости в скважине и пласте, возникающие из-за турбулизации потока жидкости при взаимодействии с поверхностью твердого тела или препятствиями, а также при фильтрационном режиме течения жидкости. Физическая природа звукообразования при турбулентном течении может быть объяснена исходя из анализа следующего дифференциального уравнения. В пренебрежении тепловыми эффектами, волновое

уравнение для акустического давления в среде с учетом звукообразования при движении этой среды запишется в виде [5]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_s^{\,2}} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\partial \Theta(x,t)}{\partial t} + div\overline{F}(x,t) - \frac{\partial^2 (\rho u_i u_j - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j}, \qquad (1)$$

где p – звуковое давление; ρ – плотность жидкости; c_s – скорость звука в жидкости; Θ – массовый расход, приведенный к единице объема; $\overline{F}$ – сила вязкого трения, приведенная к единице объема u_i, u_j – отклонение компоненты скорости элемента жидкости от скорости основного течения; σ_{ij} – тензор вязких напряжений; напряженность элементарных источников звука, с которой колеблющееся тело действует на жидкость.

В уравнении (1) источниками гидродинамического звукообразования служат элементарные излучатели типа монополей $\left(\frac{\partial \Theta(x,t)}{\partial t}\right)$, диполей $\left(div\overline{F}(x,t)\right)$, и квадруполей $\left(\frac{\partial^2 (\rho u_i u_j - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j}\right)$. При этом необходимо отметить, что в движущемся потоке жидкости по скважине всегда существуют пульсации гидродинамического давления ("псевдозвук"), которые могут восприниматься как звук.

Каждый источник звука имеет собственный, характерный для него спектр звуковых колебаний [5]. Спектр интенсивности шума в случае малых скоростей ($v << c_s$) пристеночных течений располагается в низкочастотной области (до сотен герц) и в значительной степени определяется псевдозвуковыми эффектами. Дипольная составляющая звукового излучения в спектре интенсивности шума расположена в области достаточно высоких частот (тысячи герц). Препятствия для течения жидкости изменяют спектральную картину интенсивности шума. Чем меньше размер препятствия, тем в более высокую область смещается максимум спектра.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследование фильтрационных шумов, генерируемых при потоке сжатого воздуха сквозь образец пористой среды. Шум регистрируется с помощью контактного микрофона на поверхности оболочки, внутри которой расположен пористый образец. Особое внимание обращено на амплитудно-частотные характеристики регистрируемого сигнала при различных скоростях фильтрации.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования фильтрационных шумов проводились на установке, схема которой представлена на рис.1. Образец пористой среды 1 в виде цилиндра диаметром 25,4 мм и длиной 60 мм помещался внутрь измерительной ячейки с жестким стальным корпусом. Для образцов был взят керновый материал из трещиновато-пористых коллекторов нефтяных месторождений. Пространство между пористым образцом и стенкой измерительной ячейки для исключения перетоков заполнено эпоксидным клеем. Один конец трубы с пористым образцом подключен газовому баллону высокого давления 2 объемом $5{,}0 \cdot 10^{-3}$ м^3 через вентиль 3. Газовый баллон заполнялся воздухом с помощью компрессора до давления 1,0 МПа. При открытии вентиля 3 поток сжатого воздуха через пористый образец выходит из открытого конца в свободную атмосферу. С помощью манометра 4 осуществлялся контроль давления перед пористым образцом. Одновременно перепад давления на образце фиксировался с помощью датчика разности давления 5 типа Сапфир-22-ДД.

Фильтрационные шумы регистрировались с помощью контактного микрофона 6, представляющего собой пьезокерамический датчик и расположенного на

измерительной ячейке. Сигнал с микрофона подавался на предварительный усилитель 7 и далее через анализатор спектра 8 (Zetlab ZET 017-U4) на компьютер 9. На анализатор спектра также подавался сигнал с датчика разности давления 5. В процессе эксперимента одновременная регистрация двух сигналов позволяет сопоставить спектры фильтрационных шумов с перепадом давления на образце (скоростью фильтрации).

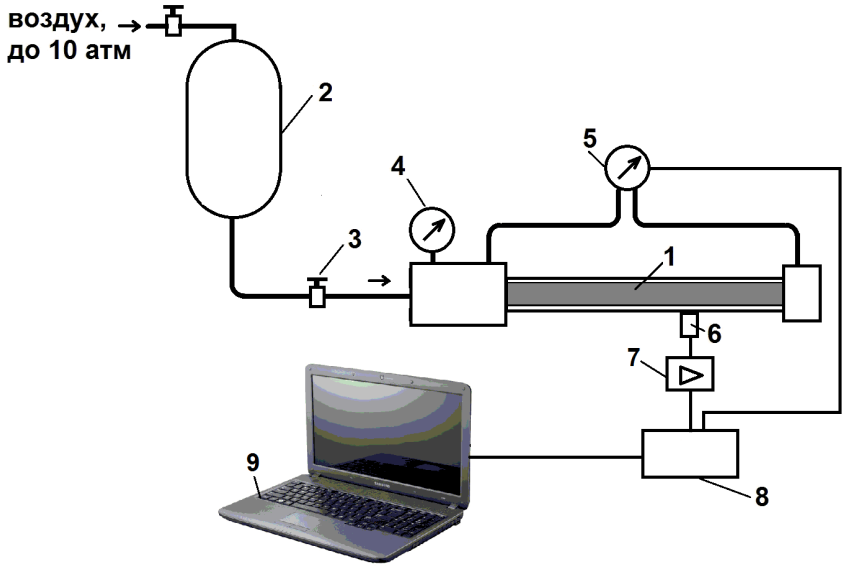


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

При открытии вентиля 3 на пористом образце создается перепад давления и начинается процесс фильтрации. С выходом воздуха из баллона давление перед образцом снижается. По динамике снижения давления (рис.2) можно судить о фильтрационных свойствах пористой среды. В данном случае скорость фильтрации менялась от 5 см/с до 0. Для повышения надежности получаемых результатов и проверке их повторяемости эксперименты дублировались несколько раз.

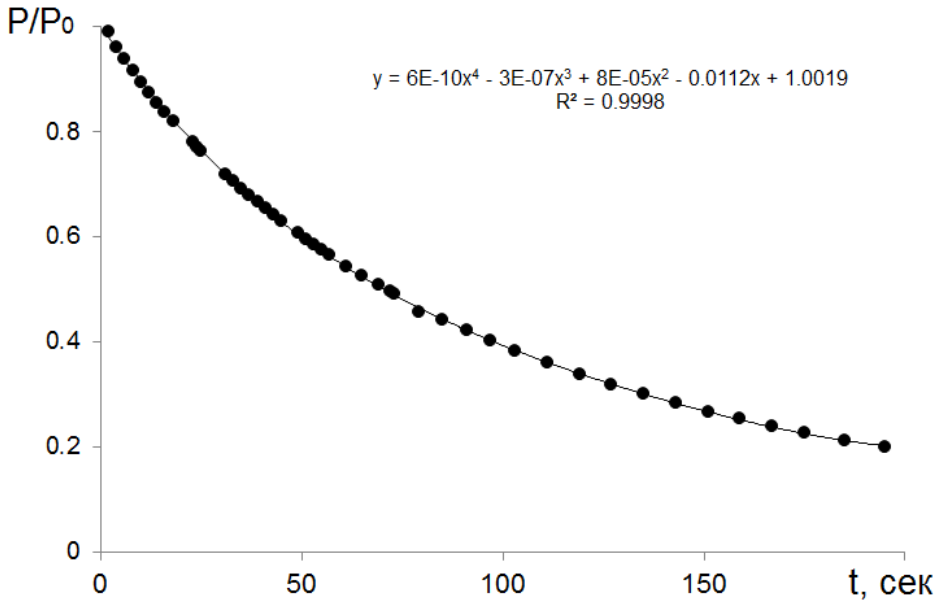


Рис. 2. Динамика падения перепада давления при фильтрации воздуха через пористый образец (P_0=0,73 МПа).

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Регистрируемый в эксперименте сигнал с микрофона обрабатывался при помощью Фурье-анализа в широкой полосе частот от 10 Гц до 25 кГц. Для снижения уровня фонового шума помимо проведения эксперимента в звукоизолированном помещении использовался метод, реализованный в программе Adobe Audition. Суть этого метода состоит в записи сигнала контактного микрофона в отсутствии фильтрации. В последующем составляющие спектра этого фонового шума удалялись из регистрируемого фильтрационного шума.

Полученные данные позволили построить спектральную картину. Изменение спектр фильтрационных шумов от скорости фильтрации (перепада давления на образце) представлено на рис. 3. При больших скоростях потока сразу после открытия вентиля значительный уровень сигнала наблюдается в низкочастотной области до 500 Гц, что, по-видимому, обусловлено турбулентными пульсациями. При уменьшении скорости эти низкочастотные пульсации пропадают, но остаются высокочастотные составляющие вблизи 3 и 8 кГц (рис.3). Характерно то, что частота этих составляющих практически не меняется, а их амплитуда зависит от скорости потока. По амплитуде второй максимум на частоте около 8 кГц примерно в два раза меньше основного на 3 кГц.

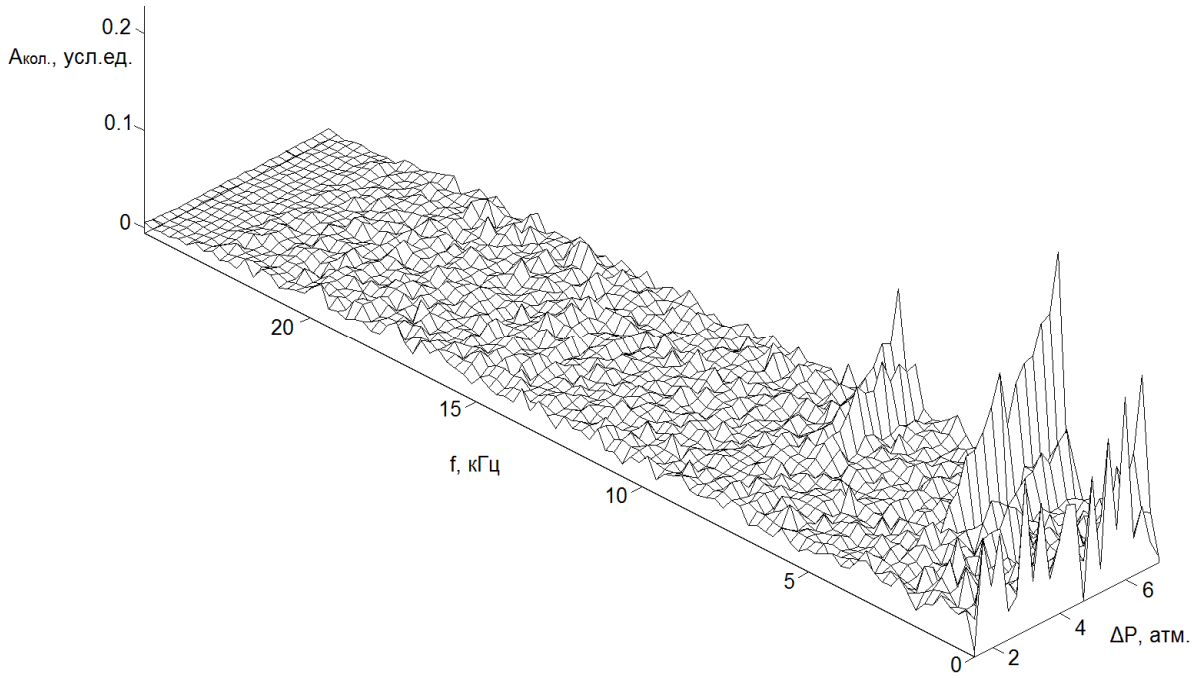


Рис. 3. Спектр характеристика фильтрационных шумов при различных перепадах давления на пористом образце.

Исследование динамики амплитуды колебаний сигналов на выделенных частотах позволил выявить следующую закономерность. На частоте 3,0 кГц амплитуда колебаний имеет квадратичную зависимость (рис.4) от перепада давления на пористом образце. При уменьшении градиента давления ниже 5,0 МПа/м амплитуда этой составляющей не выделяется среди других частот.

Полученные экспериментальные данные согласуются с ранее проведенными экспериментами на других образцах породы [6]. Однако, в отличие от тех данных (рис.5) в спектре фильтрационных шумов выделяются две составляющие, а не одна.

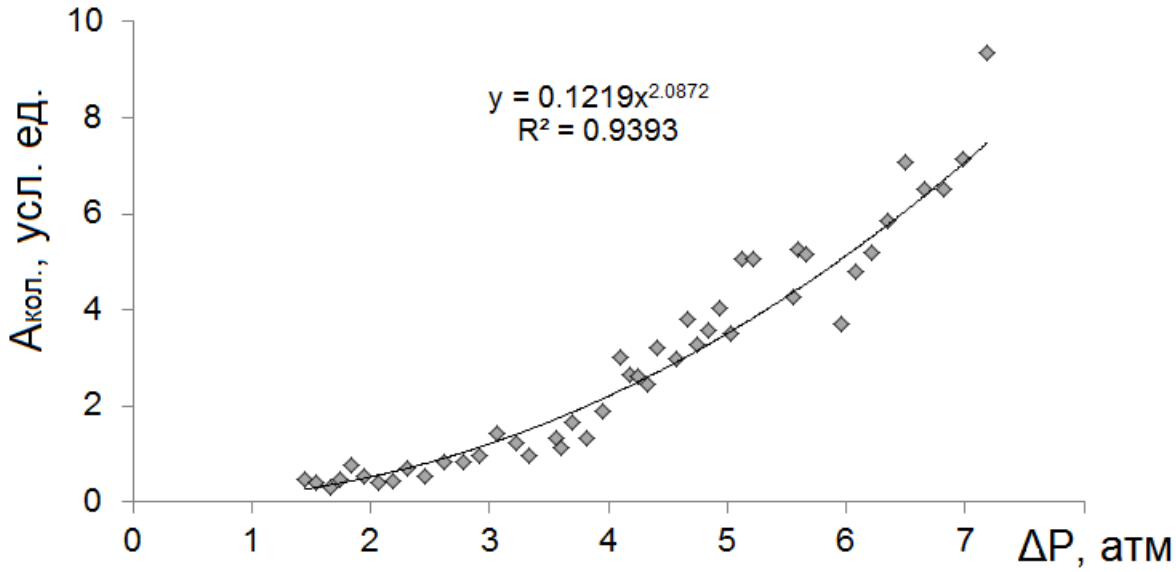


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний на частоте 3,0 кГц от перепада давления на пористом образце.

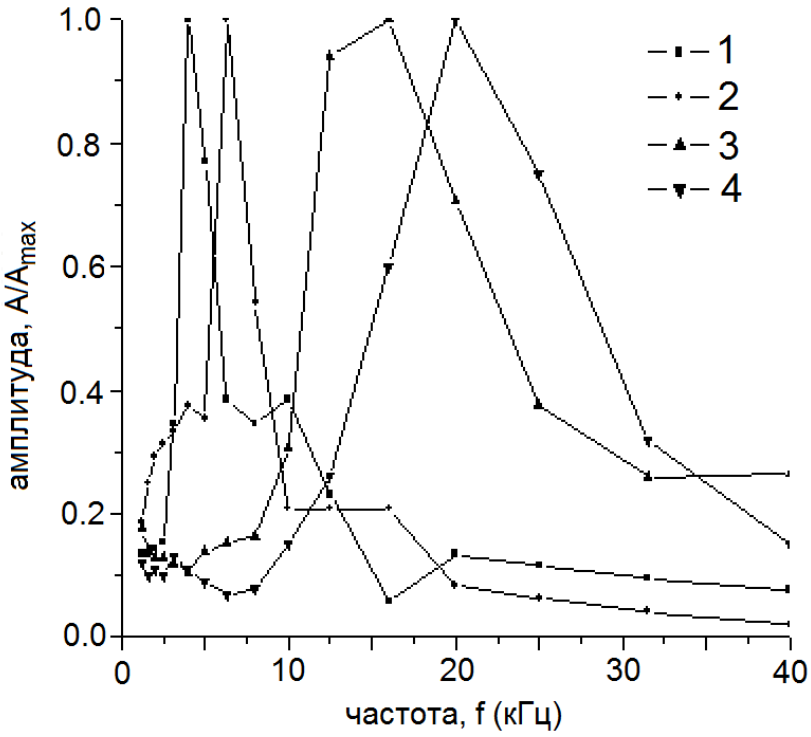


Рис. 5. Типичные спектры шумов фильтрации в различных коллекторах [6]. 1- трещиноватые, 2- трещиновато-пористые, 3 – пористые карбонатные, 4- пористые песчаники.

Полученные результаты позволяют для случая низкоскоростных фильтрационных потоков газа в пористых средах предложить следующий механизм звукообразования. Движущийся газ выступает в качестве инициатора звуковых колебаний. Флуктуации давления в ней имеют широкий спектр. Упругий пористый скелет "отбирает" те колебания, частоты которых являются "резонансными" для механических колебаний частиц горной породы, образующих твердый скелет

коллектора. Результатом подобного взаимодействия и является возникновение самосогласованных механических колебаний частиц твердого скелета коллектора и частиц жидкости. В рамках такой модели можно объяснить основные закономерности явления звукообразования фильтрационным потоком.

Полученные результаты могут быть применены в реализации метода спектральной шумометрии, основанном на изучении звукового поля скважине. Источниками звука с различными спектральными характеристиками могут быть участки с резким изменением скорости и направления потока жидкости, потоки жидкости по трещинам в разрушенном цементном кольце, а также фильтрационные течения флюида в пористой среде насыщенных пластов. Источники различают с помощью частотного разделения сигнала, принимаемого глубинным гидрофоном.

Известен способ контроля гидродинамического потока в скважине [9], включающий замер уровня звукового давления гидродинамического шума по стволу скважины. При его реализации измеряют максимальные значения уровней звукового давления и соответствующим им частоты гидродинамического шума по стволу скважины, по значению частоты каждого из максимальных уровней звукового давления определяют режимы течения гидродинамического потока в работающей скважине, а по относительному изменению значений уровней соответствующих частот по стволу скважины определяют местоположение режимов течения гидродинамического потока. Таким образом, по диаграмме спектрального шумового каротажа скважин можно выявить характер движения потока и его местоположение. Это позволяет определить работающую толщину пласта, в том числе на неперфорированных участках, заколонные перетоки, межпластовые перетоки в стволе скважины, микроциркуляцию в пластах, интервалы нарушения НКТ и эксплуатационной колонны.

Другой, не менее важной, практической стороной метода спектральной шумометрии является следующее. Известно, что одним из перспективных направлений совершенствования применяемых методов увеличения нефтеотдачи является совмещение их с воздействием на пласт упругими волнами [10,11]. При определенных условиях возможно достижения сверхсуммарного эффекта [12]. Однако, вопрос выбора оптимального амплитудно-частотного диапазона такого воздействия остается открытым. Полученные нами результаты дают основания полагать, что воздействие на процесс фильтрации упругими волнами со спектром, соответствующим спектру фильтрационных шумов, является наиболее эффективным. Для подтверждения этого необходимо проведение соответствующих лабораторных и полевых исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы разработана экспериментальная установка по исследованию фильтрационных шумов. Выявлена зависимость амплитуды основных частот спектра фильтрационных шумов от скорости фильтрации воздуха через пористый образец. Полученные результаты могут быть использованы в решении идентификационных задач по определению свойств и работающих интервалов продуктивных пластов, а также при выборе режима акустического воздействия на процесс добычи углеводородов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Республики Татарстан (грант №13-08-97078), а также гранта British Petroleum.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николаев С.А., Овчинников М.Н. Генерация звука фильтрационным потоком в пористых средах // Акустический журнал, 1992. т.38, №1, с.114-118.
2. Овчинников М.Н. Завидонов А.Ю. Механизм звукообразования при фильтрации в пористых средах // Труды Международного форума по проблемам науки, техники и образования. М. 2002. т.3. с.135-136.
3. Заславский Ю.М. К теории акустической эмиссии при фильтрации газа частично флюидонасыщенной средой // Техническая акустика, 2005. №5 – ta.org.ru
4. Николаев С.А., Овчинников М.Н., Кандаурова Г.Ф., Мельников Н.А. Спектральная шумометрия фильтрационного потока в нагнетательных скважинах // Нефтяное хозяйство, 1992, №2, с.40-42.
5. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
6. Марфин Е.А. Скважинная шумометрия и виброакустическое воздействие на флюидонасыщенные пласты: Учебно-методическое пособие. – Казань: Изд-во Казанский университет, 2012. – 44 с.
7. Афанасьев Е.Ф., Грдзелова К.Л., Плющев Д.В. Об источниках генерации звука в насыщенных флюидом пористых средах // Докл. АН СССР. 1987. №3. С. 554 – 557.
8. Якимов А.С., Хисамов Р.С., Трофанчук Д.С., Николаев С.А., Овчинников М.Н. Эффективность спектральной шумометрии по контролю заводнения // Нефтяное хозяйство, 1987, №2, с.50-52.
9. Николаев С.А., Овчинников М.Н., Николаев А.С. Способ контроля гидродинамического потока в скважине: А.с. №1477900 СССР // Б.И. 1989. № 17. С. 121.
10. Дыбленко В.П. Волновые методы воздействия на нефтяные пласты с трудноизвлекаемыми запасами. Обзор и классификация. М.: ОАО «ВНИИОЭНГ», 2008. 80 с.
11. Beresnev, I.A., and P.A. Johnson, Elastic-wave stimulation of oil production: A review of methods and results, Geophysics. 1994, 59, 1000-1017.
12. Муслимов Р.Х., Волков Ю.В. и др. Анализ эффективности термоволнового воздействия на Мордово-Кармальском месторождении // Бурение и нефть. № 1, 2003, 18-22.

назад к содержанию

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В ПЕРФОРИРОВАННОЙ СКВАЖИНЕ

Сафиуллин Д.А.[1)], Марфин Е.А.[2)], Загидуллина А.Р.[2)]

[1)] Казанский федеральный университет, Казань
[2)] Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, Казань
E-mail: marfin76@mail.ru

Работа направлена на повышение эффективности акустического воздействия на призабойную зону скважины для увеличения нефтеотдачи пласта. На основе проведенных авторами исследований показано, что учет особенностей распространения звуковых колебаний в перфорированной скважине и выбор режима акустического воздействия позволяет значительно уменьшить потери энергии упругих волн. Исследованы процессы распространения упругих колебаний в скважине и передачи их через перфорационные отверстия в окружающую среду. Получены расчетные формулы для определения частоты собственных колебаний и добротности в перфорированной трубе. Определены условия обеспечения резонансного режима.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время специалисты нефтяной и газовой отраслей проявляют интерес к практическому использованию новых высокоэффективных и рентабельных технологий, обеспечивающих стабильное поддержание, а также прирост добычи нефти в сложных геолого-промысловых условиях. Это обусловлено увеличением доли трудноизвлекаемых запасов нефти и недостаточно высокими показателями методов добычи. Эффективность существующих методов повышения нефтеотдачи можно существенно повысить за счет использования воздействия на продуктивный пласт полем упругих колебаний [1-2]. Упругие возмущения интенсифицируют практически все внутрипластовые процессы. Однако внедрение волновых методов не всегда дает положительный эффект – коэффициент успешности составляет 60-80%. Причина тому заключается в сложности протекающих процессов в пласте, а также в неоптимальном выборе режима волнового воздействия (частоты и амплитуды колебания).

Наиболее часто используемым способом осуществления волнового воздействия является генерация упругих волн в перфорированной скважине на уровне продуктивного пласта с помощью размещенного в ней излучателя [3]. Участок скважины ограничен, как правило, снизу дном обсадной колонны, а сверху излучателем с фильтром или пакером. Такая физическая система является колебательной, т.е. характеризуется собственными колебаниями. Вынужденные колебания в ней на частотах близких к собственным могут к усиливаться за счет резонанса, а на других частотах заметно поглощаться. Последнее приводит к тому, что в зоне воздействия интенсивность волнового поля не обеспечивает необходимую интенсификацию протекающих процессов.

Целью данной работы является исследование закономерностей распространения упругих волн в имитаторе перфорированной обсадной колонны скважины и изучение ее акустических свойств.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Реальные обсаженные скважины имеют две составляющие собственные колебания. Первая обусловлена стоячими волнами собственно в трубе. Вторая связана с характеристиками перфорационных отверстий. Если для первого случая известны расчетные формулы для частот собственных колебаний, то во втором не все так однозначно – необходимо учитывать многие факторы. Рассмотрим решение задачи для второго случая методом электроакустических аналогий. Согласно этому методу в

качестве аналога перепада давления на участке трубопровода принимают падение напряжения на соответствующем участке электрического фильтра, аналога объемной скорости – сила электрического тока. Элемент трубопровода, называемый сужением, эквивалентен катушке индуктивности, а расширением – конденсатору. Если выходной конец сужения открывается в свободное пространство, то реакция излучения на открытом конце выражается в схеме электроакустической аналогии в виде активного сопротивления, которое последовательно с индуктивностью шунтирует выходной конец электрической схемы [4].

При решении приняты следующие допущения:

1) перфорированные отверстия цилиндрические, все одинакового размера и равномерно распределены по скважине (рис. 1.);
2) продуктивный пласт – однородная и изотропная пористая среда, которую в рассматриваемом диапазоне частот колебаний можно считать сплошной средой;
3) потери энергии колебаний за счет диссипации в самой скважине незначительны;
4) метод электроакустических аналогий в данном случае применим.

Рис. 1. Перфорированная труба.

Следуя положениям метода электроакустических аналогий исследуемую систему можно представить в виде колебательного контура (рис. 2). При этом аналогом электрической емкости C является акустическая податливость упругого объема жидкости в обсадной колонне, аналогом индуктивностей L_i – акустическая проводимость перфорационных отверстий, аналогом активного сопротивления R – акустическое сопротивление окружающей среды – продуктивного пласта. Комплексное сопротивление z_i характеризует потери энергии в перфорационных отверстиях на вязкое трение.

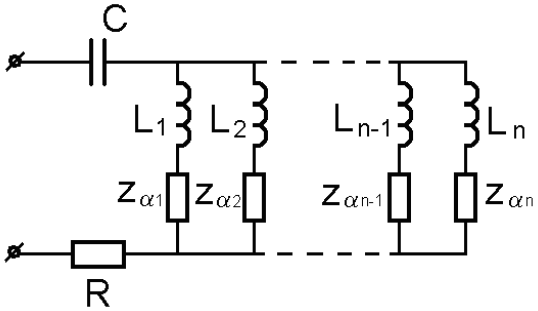


Рис. 2. Электрическая схема – аналогия обсадной колонны скважины.

Поскольку z_i имеет активную и реактивную составляющие, а характеристики перфорационных отверстий одинаковы (L_i=const, z_i=const), то указанная электрическая схема может быть представлена в преобразованном виде последовательного колебательного контура, в акустическом отношении – резонатором Гельмгольца. Для определения частоты собственных колебаний и добротности необходимо рассчитать акустический импеданс резонатора. Поскольку импеданс резонатора комплексный, т.е. состоит из действительной и мнимой части, то приравнивая мнимую часть нули можно определить резонансную частоту.

Для преобразованной электрической схемы частота собственных колебаний ω_0, частота при которой наблюдается резонанс, определяется по формуле [5]:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_{эфф} C}} \tag{1}$$

Добротность контура Q рассчитывается по формуле [5]:

$$Q = \frac{1}{R_{эфф}} \sqrt{\frac{L_{эфф}}{C}} \tag{2}$$

Таким образом, решение поставленной задачи сводится к определению C, $L_{эф}$ и $R_{эф}$. Причем $L_{эф}=L/n$ – как параллельное соединение n индуктивностей, а $R_{эф}=R+z_a/n$.

Рассмотрим акустическую податливость упругого объема жидкости в обсадной колонне. Входной импеданс трубы, закрытой жесткой, стенкой, равен [6]:

$$z_{вх} = \frac{\rho c S}{j\, tg(\omega l / c)} \tag{3}$$

где ρ – плотность, c – скорость звука, S – площадь поперечного сечения трубы, l – ее длина, ω – циклическая частота, $j = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

Для случая, когда длина трубы значительно меньше длины волны ($l<<\lambda$), тангенс можно заменить его аргументом:

$$z_{âõ} = \frac{\rho ñ S}{j\,\omega l / c} = \frac{1}{j\,\omega V /(\rho c^2 S^2)} \tag{4}$$

где V – объем трубы.

Сравнивая полученный результат с формулой емкостного сопротивления $z=1/(j\omega C)$, получаем

$$z_{âõ} = \frac{1}{j\,\omega Ñ} = \frac{1}{j\,\omega V /(\rho c^2 S^2)} \tag{5}$$

Таким образом, отрезок трубы, закрытой на одном конце жесткой стенкой, при низких частотах действует как механическая податливость:

$$\frac{dx}{dF} = C_i = \frac{V}{\rho c^2 S^2} = \frac{C_à}{S^2} \tag{6}$$

где $C_a = \frac{V}{\rho c^2}$ – акустическая податливость. (7)

Найдем механический импеданс единицы площади поперечного сечения трубы. Допустим, что длина волны больше, чем длина трубы. В этом случае жидкость в трубе под действием градиента давления движется как одно целое без деформации. Механический импеданс единицы площади поперечного сечения трубы в данном случае есть отношение разности давлений в начале и конце трубы к амплитуде скорости и, усредненной по сечению:

$$z = \frac{Hl}{\langle v \rangle} \tag{8}$$

где H – отрицательный градиент давления; $\langle v \rangle$ – скорость, усредненная по площади поперечного сечения.

Скорость движения несжимаемой вязкой жидкости в круглой трубе подчиняется уравнению Навье–Стокса в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\eta}{\rho}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r}\right) \tag{9}$$

которое для установившихся колебаний ($v=v_0e^{j\omega t}$) при градиенте давления $\partial p / \partial z = -He^{-j\omega t}$ преобразуется к виду:

$$\frac{d^2 v_0}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dv_0}{dr} + k^2 v_0 = -\frac{H}{\eta} \tag{10}$$

Решение (10) должно удовлетворять граничному условию на стенке трубы:

$$v(r)_{|r=a} = 0 \tag{11}$$

Для решения (10) введем новую переменную $x = ka$ и получим:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} + \frac{1}{x}\frac{dv}{dx} + v = -\frac{H}{k^2\eta}, \;\; v(x)_{|x=ka} = 0 \tag{12}$$

Это выражение имеет решение в виде суммы частного решения уравнения с правой частью и решения однородного уравнения Бесселя нулевого порядка:

$$v = AJ_0(x) - \frac{H}{k^2\eta} \tag{13}$$

Используя граничное условие, определяем постоянную:

$$A = \frac{H}{J_0(ka)k^2\eta} \tag{14}$$

Таким образом, амплитуда скорости частиц и средняя скорость $\langle v \rangle$ по сечению трубы жидкости равны:

$$v = -\frac{H}{k^2\eta}\left[1 - \frac{J_0(kr)}{J_0(ka)}\right], \tag{15}$$

$$\langle v \rangle = \frac{2\pi}{\pi a^2}\int_0^a v(r) r dr = -\frac{H}{k^2\eta}\left[1 - \frac{2}{ka}\frac{J_1(ka)}{J_0(ka)}\right] \tag{16}$$

Разность давлений выражают через отрицательный градиент давления соотношением $\Delta p = Hl$. В результате получается формула импеданса единицы поперечного сечения трубы длиной l:

$$z = -\frac{k^2 \eta l}{1 - \frac{2}{ka}\frac{J_1(ka)}{J_0(ka)}} \tag{17}$$

Для низких частот при вычислении импеданса z можно пользоваться приближенными выражениями функций $J_0(x)$ и $J_1(x)$ [6]:

$$J_0(x) \approx 1 - \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64},\ J_1(x) \approx \frac{x}{2}\left(1 - \frac{x^2}{8} + \frac{x^4}{174}\right) \tag{18}$$

при $x = a\sqrt{(2\omega\rho)/\eta}\,(1-j)$; $|x| = 2a\sqrt{(2\omega\rho)/\eta} < 1$

В этом случае уравнение (17) приближенно можно записать в виде:

$$z \approx \frac{8\eta l}{a^2} + j\omega\frac{4}{3}\rho l \tag{19}$$

где a – радиус, l — длина участка трубы. Таким образом, импеданс тонких трубок имеет активную составляющую, равную коэффициенту Пуазейля ($8\eta l/a^2$), и реактивную, которая равна инерционному сопротивлению жидкости. При этом эффективная масса жидкости, составляющая инерционное сопротивление, больше, чем масса жидкости в трубе: масса жидкости в трубе длиной l составляет на единицу поперечного сечения ρl, а эффективная масса $4/(3\rho l)$; вязкость как бы вносит в процесс колебания дополнительную массу.

Если разделить удельный механический импеданс (19) на площадь S, то получим акустический импеданс участка l трубы:

$$z_a \approx \frac{8\eta l}{Sa^2} + j\omega\frac{4}{3}\frac{\rho l}{S} \tag{20}$$

Перенося полученный результат с учетом краевых эффектов [4] на перфорационное отверстие, получаем что акустическая податливость последнего равна:

$$L = \frac{4}{3}\frac{\rho(l_0 + 0,25\pi d)}{S} = \frac{16}{3}\frac{\rho(l_0 + 0,25\pi d)}{\pi d^2} \tag{21}$$

В работе [4] показано, что если выходной конец сужения открывается в свободное пространство, то реакция излучения на открытом конце выражается в схеме электроакустической аналогии в виде активного сопротивления:

$$R = \frac{\rho\omega^2}{2\pi c} \tag{22}$$

которое последовательно с индуктивностью выходного сужения шунтирует выходной конец электрической схемы.

С учетом выражения (20) $R_{эф}$ равно

$$R_{эф} = \frac{\rho_п \omega^2}{2\pi c_п} + \frac{8\eta l}{San} \tag{23}$$

где $\rho_п$ – плотность продуктивного пласта, $c_п$ – скорость звука в продуктивном пласте.

Таким образом, полученные выражения (7, 21-23) позволяют определить резонансные характеристики исследуемого участка скважины с перфорационными отверстиями.

$$L_{эф}=L/n, \tag{24}$$

где n – число перфорационных отверстий.

Частота собственных колебаний определится как:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_{ýô}C}} = \sqrt{\frac{n}{LC}} = \sqrt{\frac{3n\pi d^2\rho c^2}{16\rho(l_0+0,25\pi d)V}} = c\frac{d}{D}\sqrt{\frac{3}{4}\frac{n_0}{(l_0+0,25\pi d)}} \tag{25}$$

где d – внутренний диаметр сечения перфорационного отверстия, D – внутренний диаметр обсадной колонны, n_0 – число перфорационных отверстий на единицу длины обсадной колонны, l_0 – длина перфорационного отверстия.

Добротность определятся по формуле (2), где активное сопротивление рассчитывается на резонансной частоте ω_0. Учитывая (23) получаем:

$$Q = \left(\frac{\rho_ï\omega_0^2}{2\pi\tilde{n}_ï} + \frac{64\eta}{\pi D^3 n_0}\right)^{-1} \frac{8\rho c}{\pi dDl}\sqrt{\frac{(l_0+0,25\pi d)}{3n_0}} \tag{26}$$

где l – длина ограниченного участка обсадной колонны.

Анализ полученных выражений (25) и (26) показывает, что резонансная частота участка перфорированной обсадной колонны скважины зависит лишь от ее геометрических параметров и скорости звука в жидкости, заполняющем ее. Добротность же такой системы зависит как от геометрических свойств скважины, так и физических свойств жидкости и продуктивного пласта.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование особенностей распространения упругих волн проведено на установке, с помощью которого моделируется звуковое поле в обсадной колонне скважины (рис. 3). Колеблющейся средой в данном случае является сжимаемая жидкость (воздух), находящийся в обсадной колонне и перфорационных отверстиях. Металлическая труба со сменными перфорационными отверстиями, размещенными на ее поверхности, имитируют обсадную колонну скважины. Расположение отверстий на трубе – двухвинтовое с шагом, обеспечивающим размещение 10 отверстий на каждой линии на протяжении 1 метра трубы, что соответствует реальным промысловым условиям. Перфорационные отверстия выполнены в виде втулок натурной длины и диаметра, вворачиваемых в приваренные к трубе патрубки. Кроме того, предусмотрена возможность применения вместо отверстий заглушек, моделирующих заглушенные отверстия или дискретно расположенные перфорации.

С одной стороны перфорированной трубы размещена крышка с динамической головкой (4), через которую с помощью генератора гармонических колебаний в трубе возбуждаются вынужденные упругие колебания, с другой – жесткой торцевой крышкой. Усилитель сигнала и генератор электрических сигналов (5, 6) позволяют моделировать в трубе звуковые колебания с заданной амплитудой и частотой, или же определенного спектрального состава. Измерения проводиться у каждого перфорационного отверстия с помощью микрофона (9) и анализатора спектра (8). Система измерений (7,8,9) обеспечивает регистрацию и сбор данных от микрофона, расположенных вблизи перфорационных узлов.

Рис. 3. Внешний вид экспериментального стенда.

1-обсадная колонна, 2- перфорационные отверстия, 3- заглушка колонны, 4 - крышка с динамической головкой, 5- усилитель сигнала низкочастотный, 6- генератор звуковых колебаний, 7- компьютер, 8- анализатор спектра, 9- микрофон.

Эксперименты проводились для двух случаев генерации вынужденных колебаний. В первом случае, с помощью генератора на динамическую головку подавался гармонический сигнал, частота которого менялась вручную. Во втором – подавался «белый шум». Результаты исследования показали, что второй вариант позволяет значительно сократить время проведения эксперимента, при этом экспериментальные данные практически совпадают. На рис. 4 представлена типичная кривая зависимости распределения амплитуды упругих колебаний от частоты.

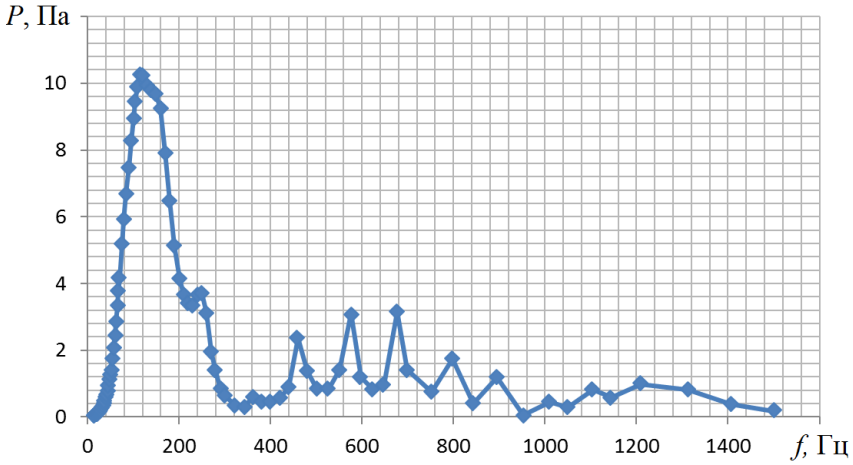


Рис. 4. Зависимость распределения амплитуды упругих колебаний от частоты вынужденных колебаний.

Проведенные экспериментальные исследования в каждом перфорационном отверстии, позволили получить спектральную картину пространственного распределения по длине трубы (рис. 5). Полученные пространственные распределения представляют собой волновые картины с интерференционными максимума и минимумами. Установлено, что в области высоких частот наблюдается монотонное и существенное уменьшение интенсивности колебаний с ростом расстояния от источника. В области низких частот помимо максимумов, соответствующих собственным колебаниям для трубы, наблюдается составляющая спектра, амплитуда которой практически не меняется по длине трубы и соответствует резонансу, обусловленному перфорационным отверстиям. Абсолютные значения частоты этой составляющей соответствует расчетным данным, полученным по формуле (25).

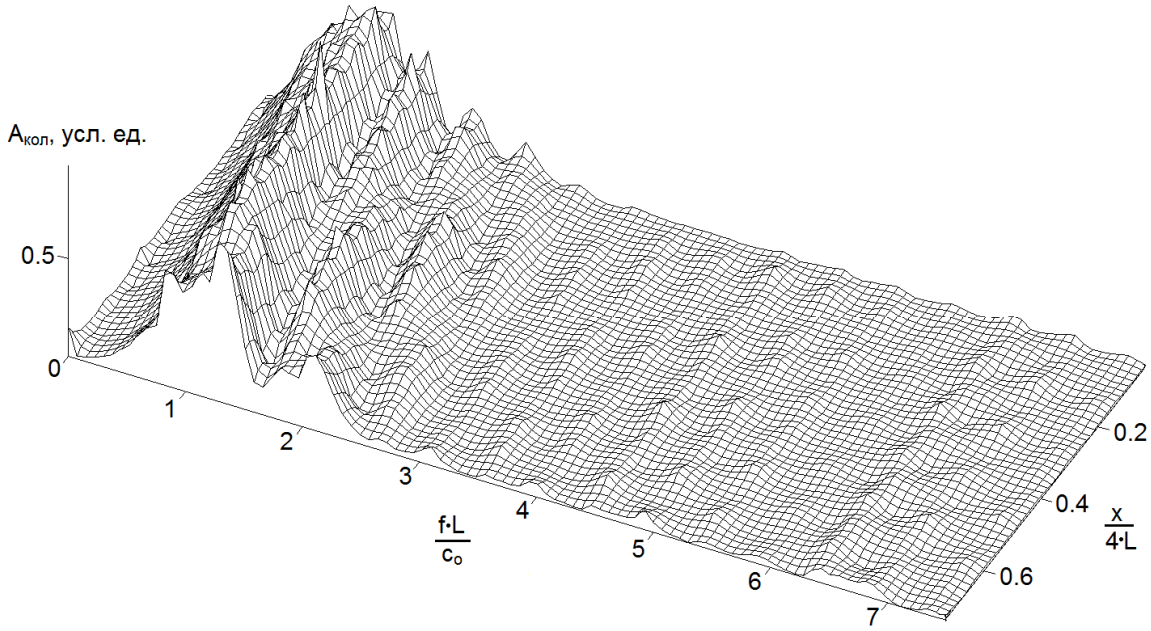


Рис. 5. Спектральная характеристика перфорированной трубы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненной работы установлена расчетная формула для определения частоты собственных колебаний перфорированной трубы, которая экспериментально подтверждается. Установлено, что кратное увеличение относительной амплитуды колебаний наблюдается в резонансной области, т.е. при совпадении частоты вынужденных колебаний с какой-либо собственной частотой трубы возникают резонансные явления. Показано, что наиболее эффективен режим воздействия на первых трех гармониках. Таким образом, для обеспечения условий резонанса и максимального снижения потерь энергии колебаний при распространении волн из скважины в пласт необходимо выбирать относительно небольших значения частот воздействия на пласт.

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Республики Татарстан (грант №13-08-97078).

назад к содержанию

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дыбленко В.П., Камалов Р.Н., Шарифуллин Р.Я., Туфанов И.А. Повышение продуктивности и реанимации скважин с применением виброволнового воздействия // М.: ООО «Недра - Бизнесцентр», 2000. 192 с.
2. Кузнецов О.Л., Симкин Э.М., Чилингар Дж. Физические основы вибрационного и акустического воздействия на нефтегазовые пласты // М.: Мир, 2001. 260 с.
3. Гатауллин Р.Н., Кравцов Я.И., Коханова С.Я. Особенности метода интегрированного воздействия на продуктивный пласт при применение горизонтальных скважин // Журнал Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева, №3, 2008. С. 9-14.
4. Морз Ф. Колебания и звук. – М.: ГИТТЛ, 1949. – 456 с.
5. Татур Т.А., Татур В.Е. Анализ электрических цепей. Часть 1. Установившиеся процессы в линейных электрических цепях. – М.: Издательство МЭИ, 1994. – 184 с.
6. Лепендин Л.Ф. Акустика: Учеб. пособие для втузов. – М.: Высш. школа, 1978. – 448 с.

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ НЕКОНСОЛИДИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Ширгина Н.В., Кокшайский А.И., Коробов А.И. [1)]

[1)] *Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики, Москва*

E-mail: natalia.shirgina@physics.msu.ru

В работе приводятся результаты исследования упругих свойств флюидонасыщенной гранулированной неконсолидированной среды (ФГНС). В качестве модели среды использовалась система плотно упакованных металлических шаров диаметром 2 мм и 4 мм, пространство между которыми заполнялось жидкостями с различными упругими свойствами – этиловым спиртом, глицерином и минеральным моторным маслом SAE 10W-30. Исследовалось влияние статических (внешнее давление) и динамических воздействий (амплитуда зондирующей волны) на линейные и нелинейные упругие свойства ФГНС. Линейные упругие свойства ФГНС исследовались импульсным методом, нелинейные упругие свойства среды исследовались спектральным методом. Экспериментально исследованы зависимости скорости упругих волн от величины внешнего давления и амплитуды зондирующего сигнала, а также зависимости амплитуды второй гармоники от амплитуды сигнала основной частоты. Результаты анализируются на основании теорий Герца и Био.

Исследование флюидонасыщенной гранулированной неконсолидированной среды (ФГНС) акустическими методами представляет значительный интерес, и применимо к задачам сейсмики и геофизики [1-3]. На упругие свойства гранулированных сред значительное влияние оказывают контактные взаимодействия, описываемые законом Герца [4]. В случае рассмотрения трехмерной гранулированной неконсолидированной структуры, в уравнении состояния необходимо учесть контактное взаимодействие каждого отдельного шара с соседними шарами. При этом величина статической деформации у отдельных контактов одной гранулы может быть различной. Приложение внешнего воздействия (внешнего статического давления или акустической волны большой амплитуды) к системе шаров может изменить упаковку шаров и соотношение между количеством сильно и слабо деформированных контактов. Подобная перестройка аналогична структурным фазовым переходам [5]. Эффект флюидонасыщения анизотропного скелета изучался Гассманом [6] и Био [7–9]. В [10; 11] приводятся выражения для скорости распространения упругих волн во флюидонасыщенной кубической и гранецентрированной упаковках. Для простой кубической упаковки сфер, насыщенной флюидом, скорость продольных волн вдоль оси определяется в [11] следующим выражением:

$$c_p = \left\{ \frac{\overline{C}_{11} + \left(1 - \dfrac{\overline{C}_{11}}{3k_s}\right)^2 \Big/ \left[\dfrac{(1-\pi/6)}{k_f} + \dfrac{(\pi/6)}{k_s} - \dfrac{\overline{C}_{11}}{3k_s^2} \right]}{(1-\pi/6)\rho_f + (\pi/6)\rho_s} \right\}^{1/2} \qquad (1)$$

где $\overline{C}_{11} = \left[\dfrac{3E_s^2 \overline{p}}{8(1-\nu_s^2)} \right]^{1/3}$, k_f, k_s – модули объемной упругости жидкой и твердой компоненты рассматриваемой среды, ρ_f – плотность жидкости, ρ_s – плотность твердой компоненты, E_s и ν_s – модуль Юнга и коэффициент Пуассона твердой компоненты среды, $\overline{p}$ - усредненное давление, действующее на систему.

Более плотная упаковка сфер, лучше отражающая естественную упаковку рыхлого песка, была рассмотрена Даффи и Миндлиным [10], которые учли как тангенциальные, так и нормальные силы в точках контакта. Ими получены выражения для упругих констант в гранецентрированной кубической упаковки идентичных сфер с флюидом в поровом пространстве. Пористость такой упаковки равна $\left(1-\pi/3\sqrt{2}\right)$, а ее плотность - $\left(1-\pi/3\sqrt{2}\right)\rho_f+\left(\pi/3\sqrt{2}\right)\rho_s$. Скорость продольных волн вдоль оси гранецентрированной кубической упаковки сфер, насыщенной флюидом, определяется выражением

$$c_p=\left\{\frac{\overline{C}_{11}+\left(1-\dfrac{\overline{C}_{11}+2\overline{C}_{12}}{3k_s}\right)^2\Big/\left[\dfrac{(1-\pi/3\sqrt{2})}{k_f}+\dfrac{(\pi/3\sqrt{2})}{k_s}-\dfrac{\overline{C}_{11}+2\overline{C}_{12}}{3k_s^2}\right]}{(1-\pi/3\sqrt{2})\rho_f+(\pi/3\sqrt{2})\rho_s}\right\}^{1/2} \quad (2)$$

$$\overline{C}_{11}=\frac{4-3\nu_s}{2-\nu_s}\left[\frac{3E_s^2\overline{p}}{8(1-\nu_s^2)}\right]^{1/3} \quad (3)$$

$$\overline{C}_{12}=\frac{\nu_s}{2(2-\nu_s)}\left[\frac{3E_s^2\overline{p}}{8(1-\nu_s^2)}\right]^{1/3} \quad (4)$$

Необходимо отметить, что соотношения (1-2) были получены в предположении того, что внешнее статическое давление действует как на твердую компоненту среды, так и на флюид, заполняющий пространство между гранулами.

Таблица 1. Физические параметры используемых жидкостей

Материал	**Плотность, кг/м^3**	**Скорость звука в материале, м/с**	**Модуль объемной упругости**	**Нелинейный параметр Г** [12]
Масло моторное	829,1	1369	1,5*10^9	7,5
Раствор глицерина	1162,6	1604	4,5*10^9	10,4
Этиловый спирт	789,3	1165	1,1*10^9	10,8

Флюидонасыщенная гранулированная неконсолидированная среда (ФГНС) в работе моделировалась системой металлических шаров диаметром 2 или 4 мм с произвольной упаковкой. Пространство между шарами заполнялось жидкостями с различными упругими физическими свойствами – этиловым спиртом, глицерином и минеральным моторным маслом SAE 10W-30. В таблице 1 приведены основные физические характеристики используемых жидкостей.

Схема экспериментальной установки для исследования упругих свойств ФГНС изображена на рис. 1. Образец ФГНС помещался в цилиндрическую ячейку диаметром 22 мм и высотой 28 мм. К шарам в ячейке прикладывалось внешнее статическое давление, величина которого изменялась в пределах (10-500) кПа. Исследование линейных и нелинейных упругих свойств ФГНС проводилось импульсным методом с помощью автоматизированной системы RITEC PRP-4000. Частота зондирующего сигнала составляла 120 кГц. На рис.2 приведен пример серии акустических импульсов, в исследуемом образце.

В работе экспериментально исследовалась зависимость скорости упругих волн от величины внешнего статического давления и амплитуды зондирующего сигнала. Измерение изменения величины скорости проводилось в автоматическом режиме по

изменению фазы прошедшего сигнала. Для исследования нелинейных упругих свойств использовался спектральный метод, связанный с измерениями зависимости амплитуды второй упругой гармоники от амплитуды упругой волны основной частоты прошедших через образец.

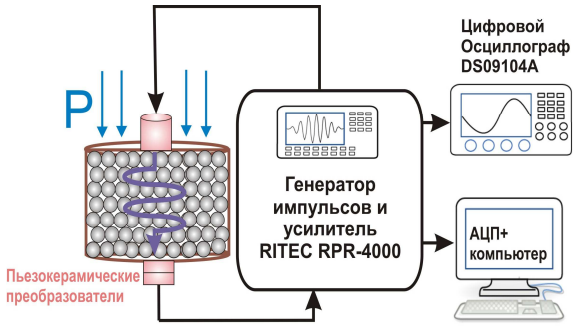


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования упругих свойств гранулированных неконсолидированных сред

Рис. 2. Сигнал, прошедший через ФГНС из металлических шаров, с заполнением порового пространства моторным маслом

На рис. 3 представлены зависимости скорости продольной акустической волны в ФГНС от внешнего статического давления для образцов с шарами диаметром 2 мм и 4 мм и различными заполняющими жидкостями. Как видно на рис. 3, с увеличением внешнего давления в интервале (10-500) кПа происходит увеличение скорости упругих волн в ФГНС. Максимальное относительное увеличение скорости при этом не превышало 2%, в то время как в этих же гранулированных неконсолидированных средах без жидкости относительное изменение скорости достигало 20% [13]. Абсолютные значения скорости для ФГНС были выше, чем для среды без заполнения флюидом (для гранулированной неконсолидированной среды значения скорости упругих волн составляли 500 м/с при давлении 500 кПа), но меньше скорости упругих волн в используемых в работе жидкостях. Полученное изменение скорости по сравнению со средой без насыщения флюидом связано с изменением эффективной плотности среды за счет заполнения жидкостью порового пространства. Абсолютная величина скорости в ФГНС с шарами диаметром 2 мм выше, чем в ФГНС с шарами диаметром 4 мм приблизительно на 5%, что свидетельствует о влиянии упаковки шаров и объема порового пространства на скорость акустической волны при заполнении порового пространства жидкостью.

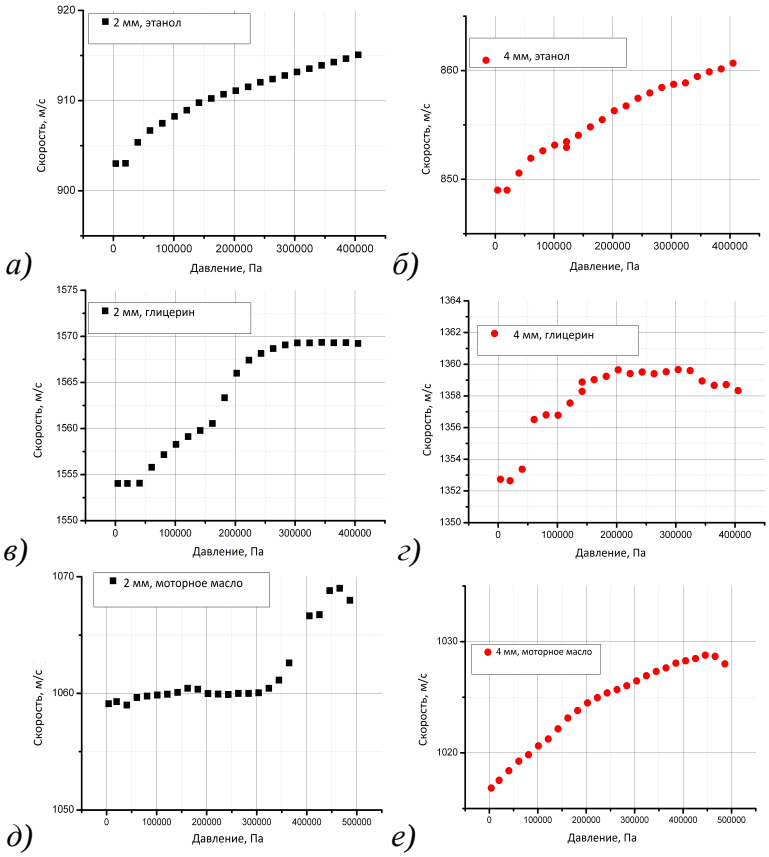
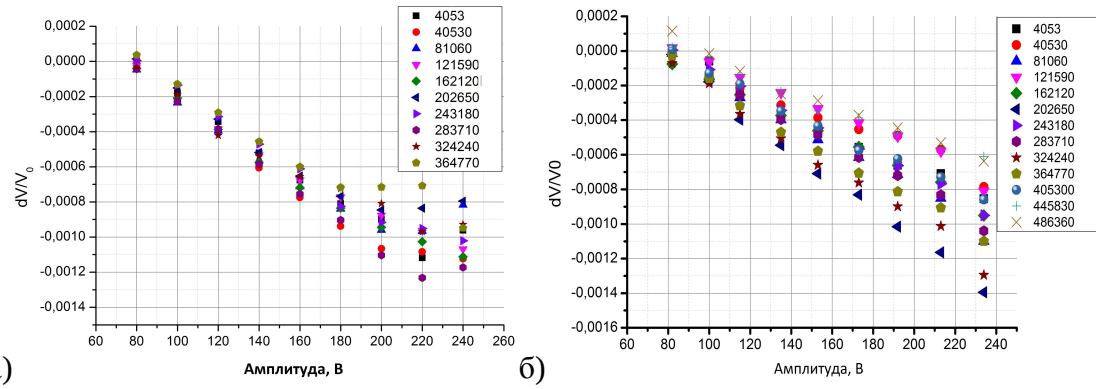


Рис. 3. Зависимости скорости акустической волны от величины внешнего давления для ФГНС, состоящей из металлических шаров а) диаметром 2 мм, заполнение порового пространства этиловым спиртом, б) диаметром 4 мм, заполнение порового пространства этиловым спиртом, в) диаметром 2 мм, заполнение порового пространства глицерином, г) диаметром 4 мм, заполнение порового пространства глицерином, д) диаметром 2 мм, заполнение порового пространства моторным маслом, е) диаметром 4 мм, заполнение порового пространства моторным маслом.

Результаты экспериментального исследования относительного изменения скорости $\Delta V/V_0$ акустической волны в ФГНС в зависимости от амплитуды зондирующего сигнала при различных величинах внешнего статического давления представлены на рис. 4. Величина максимального относительного изменения скорости в ФГНС (0,2%) оказалась на порядок меньше аналогичной величины для гранулированной среды без флюида [13]. С увеличением амплитуды скорость прошедшей волны уменьшается по линейному закону y=Ax+B, в то время как в этой гранулированной среде без флюида зависимость скорости упругих волн от амплитуды была степенной и зависела от внешнего статического давления, приложенного к среде. Тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой зависимости скорости упругих волн от их амплитуды равен $A=(7\pm1)*10^{-6}$ с достоверностью R^2 = 0,96 для среды с заполнением этиловым спиртом и $A=(6\pm1)*10^{-6}$ с достоверностью R^2 = 0,98 для среды с заполнением моторным маслом. Подобная линейная зависимость скорости упругих волн от их амплитуды характерна для сред со структурной нелинейностью [14]. Также на графиках рис. 4 видно, что влияние внешнего давления на зависимость скорости упругой волны от ее амплитуды выражено слабее, чем для среды без флюида[13].



а) б)

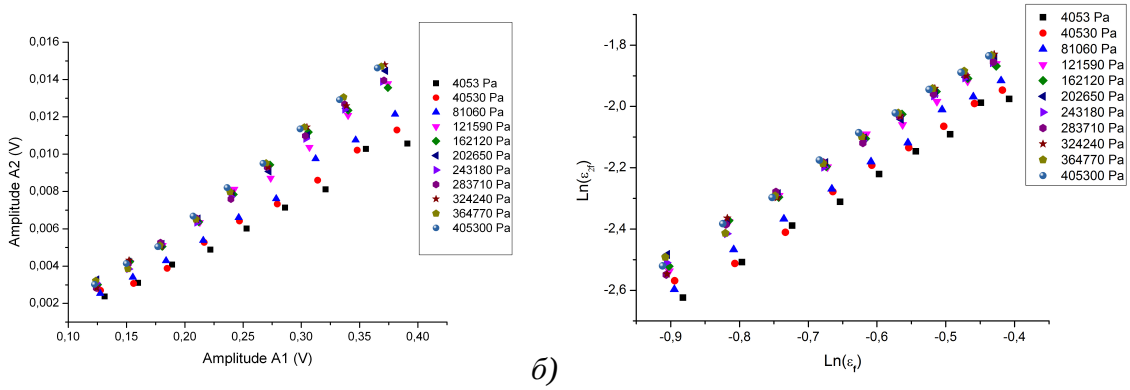
Рис. 4. Экспериментально измеренные зависимости скорости акустической волны от величины амплитуды зондирующей волны для ФГНС а) с заполнением этиловым спиртом, б) с заполнением моторным маслом при различных величинах внешнего давления (Па).

Исследования нелинейных упругих свойств ФГНС в работе проводилось спектральным методом. В спектре прошедшего сигнала наблюдался сигнал как основной частоты A_1, так и второй гармоники A_2. Были проведены исследования влияния амплитуды зондирующего сигнала при фиксированном внешнем давлении на генерацию второй гармоники в ФГНС. На рис. 5 представлены зависимости амплитуды второй гармоники от амплитуды сигнала основной частоты в линейном и логарифмическом масштабах для образцов из металлических шаров диаметром 2 мм с заполнением порового пространства глицерином.

Зависимость амплитуды 2 гармоники от амплитуды основной волны в твердых телах определяется выражением:

$$A_{2f} = \frac{Nk_f^2 L}{8} A_f^M \qquad (5),$$

где N - нелинейный акустический параметр второго порядка [15]. Для бездефектного твердого тела его упругая нелинейность определяется ангармонизмом межатомного взаимодействия и в этом случае показатель степени M=2. Присутствия в материале различных дефектов приводит к появлению в твердом теле дополнительного механизма упругой нелинейности: структурной нелинейности и показатель степени M в этом случае может отличаться от 2.



а) *б)*

Рис. 5. Зависимости амплитуды второй гармоники от амплитуды сигнала основной частоты зондирующего сигнала при различных величинах внешнего давления (Па) для ФГНС, состоящей из металлических шаров диаметром а) 2 мм, заполнение порового пространства глицерином, линейный масштаб, б) 2 мм, заполнение порового пространства глицерином, логарифмический масштаб

Для дальнейшего анализа необходимо в (5) перейти к безразмерным величинам, выразив амплитуды акустических волн первой и второй гармоник через пропорциональные им безразмерные величины – деформации ε:

$$A_f = \varepsilon_f / k_f, \quad A_{2f} = \varepsilon_{2f} / k_{2f} \tag{6}$$

где $k_f = \omega/V$, $k_f = 2\omega/V$, $\omega = 2\pi f$

После подстановки (6) в (5) получим зависимость амплитуды деформации второй гармоники упругой волны ε_{2f} от амплитуды деформации ε_f основной волны в безразмерном виде:

$$\varepsilon_{2f} = \left\{ \frac{N k_f L}{4} \right\} \varepsilon_f^M \tag{7}$$

На рис 6.б приведены экспериментальные зависимости амплитуды деформации второй гармоники упругой волны ε_{2f} от амплитуды деформации ε_f основной волны в двойном логарифмическом масштабе. Прологарифмировав выражение (7), получим:

$$\ln \varepsilon_{2f} = \ln N + \ln\left(\frac{k_f L}{4}\right) + M \ln \varepsilon_f \tag{8}$$

Из (8) видно, что $\ln \varepsilon_{2f}$ линейно зависит от $(\ln \varepsilon_f)$. Как следует из (8), тангенс угла наклона зависимости $\ln \varepsilon_{2f}(\ln \varepsilon_f)$ позволяет определить показатель степени M. Приведенные на рис. 5б зависимости для среды с заполнением глицерином хорошо аппроксимируются прямыми линиями с тангенсом угла наклона M=1.4. Это указывает на значительную структурную нелинейность в ФГНС. Определенный нами показатель степени M практически не зависит от внешнего давления, действующего на структуру.

Полученные результаты в работе позволяют сделать следующие выводы. Во флюидонасыщенной гранулированной неконсолидированной среды (ФГНС) величина скорости упругих волн значительно отличается от скорости упругих волн в скелете и скорости в жидкости, заполняющий скелет. При увеличении амплитуды зондирующего сигнала при постоянном внешнем давлении в ФГНС скорость упругих волн в среде уменьшается по линейному закону. Зависимость скорости упругих волн от амплитуды и от давления для ФГНС значительно слабее, чем зависимость скорости упругих волн в среде без флюида. Степенная зависимость амплитуды второй гармоники от амплитуды основной частоты для ФГНС не равна 2, что свидетельствует о большой структурной нелинейности в системе. Полученные результаты и их сравнение с результатами, полученными гранулированной неконсолидированной без флюида [13], свидетельствуют о том, что во флюидонасыщенной гранулированной неконсолидированной среде существуют два конкурирующих механизма нелинейности: герцевская нелинейность между компонентами твердого гранулированного скелета, и квадратичная нелинейность, связанная с межатомным взаимодействием в жидкости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-31195.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авербах В.С. и др. Акустическая спектроскопия эффектов влагонасыщения карбонатной горной породы. Препринт №782. : Российская академия наук, Институт прикладной физики, Нижний Новгород, 2009.
2. Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю., Островский Л.А. Нелинейные акусто-упругие свойства зернистых сред // Акустический журнал. - 1993. Т. 39. - № 1. - С. 25–32.

3. Есипов И.Б., Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана // УФН. - 2006. - Т. 176. - № 1. - С. 102–107.
4. Джонсон К. Механика контактного взаимодействия. М.: Мир, 1989.
5. Коробов А.И., Бражкин Ю.А., Ширгина Н.В. Нелинейные упругие свойства модели одномерной гранулированной неконсолидированной структуры // Акустический журнал. - 2012. - Т. 58. - № 1. - С. 103–111.
6. Gassmann F. ELASTIC WAVES THROUGH A PACKING OF SPHERES // GEOPHYSICS. - 1951. - Т. 16. - № 4. - С. 673–685.
7. Biot M.A. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range // J. Acoust. Soc. Am. - 1956. - Т. 28. - № 2. - С. 179–191.
8. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, I: Low-frequency range // J. Acoust. Soc. Am. - 1956. - Т. 28. - С. 168—178.
9. Biot M.A. Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in Porous Media // J. Appl. Phys. - 1962. - Т. 33. - № 4. - С. 1482.
10. Duffy J., Mindlin R.D. Stress-strain relations and vibrations of a granular medium // J. Appl.Mech. - 1958. - Т. 24. - С. 585–593.
11. Уайт Д.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986.
12. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
13. Ширгина Н.В., Коробов А.И., Кокшайский А.И. Влияние статических и динамических внешних воздействий на упругие нелинейные свойства модели гранулированной неконсолидированной среды // Акустический журнал. - 2013. - Т. 59. - № 5. - С. 552–560.
14. Коробов А.И., Одина Н.И., Мехедов Д.М. Влияние медленной динамики на упругие свойства материалов с остаточными и сдвиговыми деформациями // Акустический журнал. - 2013. - Т. 59. - № 4. - С. 438–444.
15. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972.

назад к содержанию

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ НЕФТЕНАСЫЩЕННЫХ ГОРНЫХ ПОРОД

Кузнецов О.Л.[1)], Чиркин И.А.[1)], Дыбленко В.П.[2)], Шарифуллин Р.Я.[2)], Ризанов Е.Г.[1)]

[1)] Университет «Дубна», г. Дубна. Московская обл.
[2)] НПП Ойл-Инжиниринг, г. Уфа, Башкортостан

E-mail: iachirkin@gmail.com

Геологическая нефтеводогазонасыщенная среда представляет собой иерархию фрактальных структур самого различного масштаба. Напряженно-деформационное состояние среды и его изменение с развитием новых полей трещиноватости и новых фильтрационных полей определяется при взаимодействии микро- и макро структур, а также и состоянием и физико-химическим взаимодействием всех трех фаз – твердого скелета породы, жидкого флюида и газа. Для развития в объеме среды новой трещиноватости помимо деформирования скелета, требуется и полноценное смачивание новой поверхности жидкими фазами и обеспечение подвижности – течения жидкой фазы. Все происходящие при этом явления взаимосвязаны и взаимообусловлены.

Вопросы изменения состояния и свойств нефте-, газо- и водонасыщенных горных пород при акустических и сейсмоакустических, а также электромагнитных волновых воздействиях от техногенных и естественных источников в различных частотно-временных интервалах и энергетических уровнях рассмотрены нами и другими авторами в ряде работ, начиная с 60-х годов прошлого столетия [1-9].

Обобщение результатов многочисленных экспериментальных исследований, выполненных на образцах пород в лабораторных условиях и “in situ” в разрезах скважин и при полевых наблюдениях, позволяет отметить ряд основных положений, характеризующих геосреду и ее квазиустойчивое состояние (аттракторы). Это открытость геологической системы - геосреды, нелинейность характера геопроцессов в ней и когерентность колебательных процессов, протекающих в геосреде на различных масштабных уровнях и возникающая в результате самоорганизации нелинейных процессов. Модель среды «открытость–нелинейность-когерентность» необходима как для проведения экспериментальных исследований по созданию технологий оптимального воздействия на насыщенные горные породы с целью увеличения притока УВ-сырья, так и для интерпретации полученных результатов.

Авторами проведен цикл лабораторных и полевых сейсмоакустических исследований геологических сред под воздействием внешних статических и волновых возмущений. В ходе экспериментов осуществлялась непрерывная запись и компьютерная обработка сигналов сейсмоакустической эмиссии, возникающих в горной пластовой среде.

Сигналы эмиссионных излучений из геологической среды являются информативными параметрами вышеизложенных процессов. Они отражают все происходящие на всех масштабных уровнях фрактальной структуры среды процессы – деформационные, возникновение трещин, разрывов всех размеров, образование и динамику различных неоднородностей, дислокаций, качественные превращения состояний структуры и т.д. Временные ряды АЭ также фрактальны и несут в себе важную информацию о текущем состоянии системы. Качественная оценка указанных факторов возможна на основе фрактального анализа временных рядов АЭ с анализом

хода накопления энергии, обработки АЭ, зарегистрированных в различных точках среды, и получения стационарных характеристик (среднее значение, дисперсия и автокорреляция), распределение которых в 3D-среде доминантно определяется такими геологическими параметрами, как пластовое давление, литология и тип насыщения (вода, газ, нефть).

Авторы использовали подход, который опирается на теорию динамических систем и математический аппарат фрактального анализа. Ниже кратко изложены в обобщенном виде специфика экспериментальных исследований в лабораторных, скважинных и полевых условиях и основные результаты этих исследований, отражающих особенности динамики состояния горных пород в условиях естественного залегания и при сейсмоакустическом воздействии (САВ).

А. Лабораторные исследования. Исследовали поведение геологических сред в условиях задания различных внутренних напряжений и под влиянием малых внешних возмущений. Помимо изменения статических механических напряжений создавали малые внешние возмущения волнового характера – низкочастотные упругие гармонические колебания в диапазоне от 5 Гц до 30 КГц и упругие импульсы заданной формы.

При этом использовали керны терригенных и карбонатных коллекторов широкого диапазона изменения пористости и проницаемости, а также специально приготовленные искусственные керны – «клоны» с идентичными структурно-механическими и фильтрационными характеристиками. Диапазон изменения проницаемости кернов 0÷0,150 мкм^2, пористости 0÷30%.

На рис. 1 и рис. 2 в качестве примера показаны характерные особенности изменения по времени функционала счета N* - суммарного счета сигналов АЭ в процессе нагружения насыщенного керна скв. 117 Сутормінского месторождения ОАО «Ноябрьскнефтегаз», с проявлением точки бифуркации.

Проведенный анализ наблюдаемых сигналов АЭ позволяет провести достаточно четкое разделение полученных данных по различной насыщенности

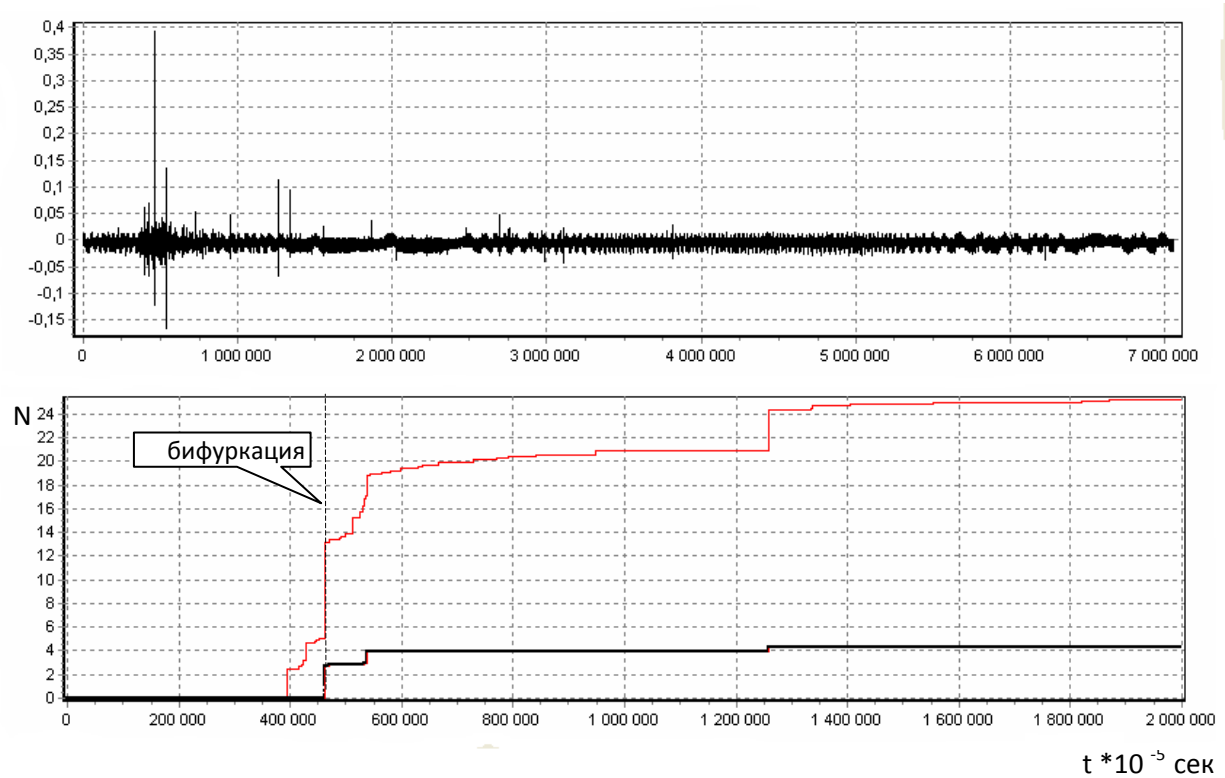


Рис. 1. Параметры функционала счета N сигналов АЭ по времени нагружения, выделенные по фрактальности масштабного отношения в двух уровнях структуры. керн: нефтенасыщенность 45%; начальная стадия нагружения.*

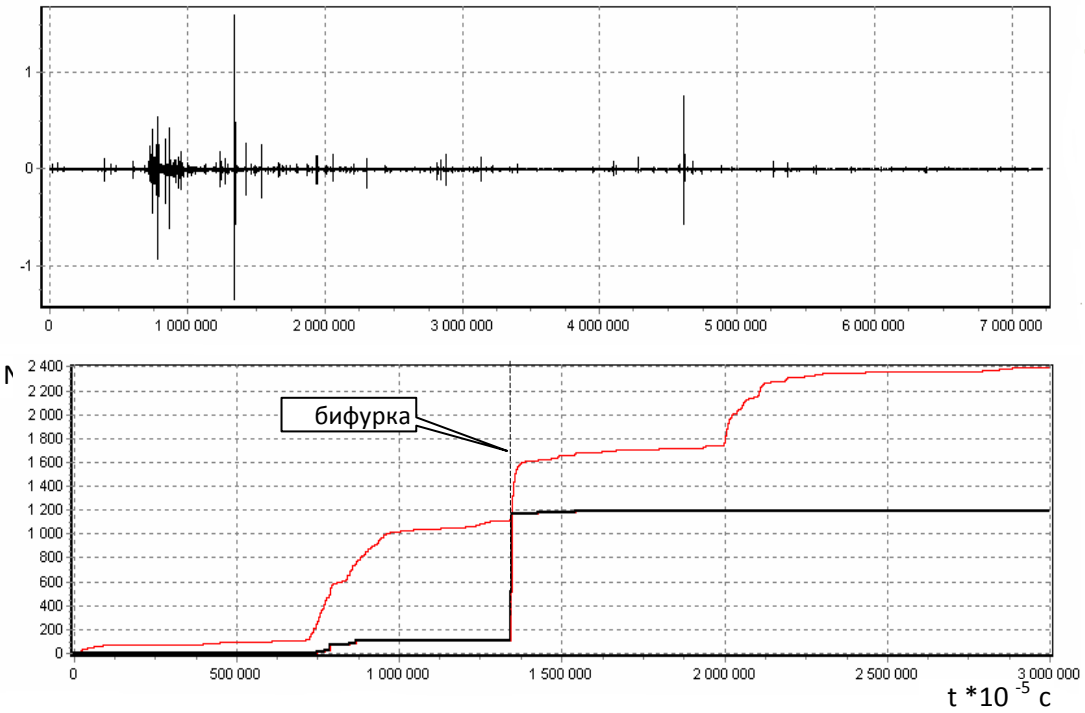


Рис. 2. Параметры функционала счета N сигналов АЭ во времени нагружения с выделением по фрактальности масштабного соотношения в различных уровнях структуры, керн: нефтенасыщенность 100%, начальная стадия нагружения).*

образцов: наблюдаются следующие существенные отличия характера излучения АЭ в нефтенасыщенных кернах под нагрузкой, по сравнению с «сухими» и водонасыщенными кернами - проявляется заметная частотная особенность акустической энергии, выделяемой нефтенасыщенной средой: она генерирует акустический сигнал, в котором низкочастотные гармоники преобладают по сравнению с сигналом из водонасыщенной среды, в особенности на начальном участке временного ряда, где энергия отклика, фиксируемая по АЭ, максимальна. Установлено существенное влияние флюида-порозаполнителя на характер и степень развития на микроуровне процессов трещинообразования, а также частотный спектр излучения АЭ в горной среде. Нефтенасыщенная среда выделяет в ходе нагружения меньше энергии в виде АЭ – как бы «аккумулируя» ее. При этом процесс аккумуляции сопровождается образованием скачкообразных метастабильных состояний, при этом состояние проходит через повторяющиеся в различных масштабах временные циклы активности, в начале которых в короткие периоды «затишья» система находится в узловых точках «бифуркации», в которых определяется дальнейший путь эволюции системы – либо с тенденцией нарастания упорядоченности и накоплением энергии, либо с нарастанием хаотичности и выделением внутренней энергии. Данные точки привязаны как ко времени эволюции нефтенасыщенной геологической среды, так и к ее пространственному измерению.

В. Полевые сейсмические наблюдения.

Проводились исследования сигналов сейсмоакустической эмиссии (САЭ) из пластовой среды.

На рис. 3, в качестве примера, представлены отдельные снимки аттракторов напряженного состояния геологической среды, полученные в ходе программной обработки акустических излучений из терригенного коллектора. Данные сигналы представляют собой сфокусированное в точку измерения суммарной энергии САЭ для

каждой точки исследуемой площади. По данным снимкам видно, что состояние пластовой среды постоянно изменяется: периодически проходит – через временные

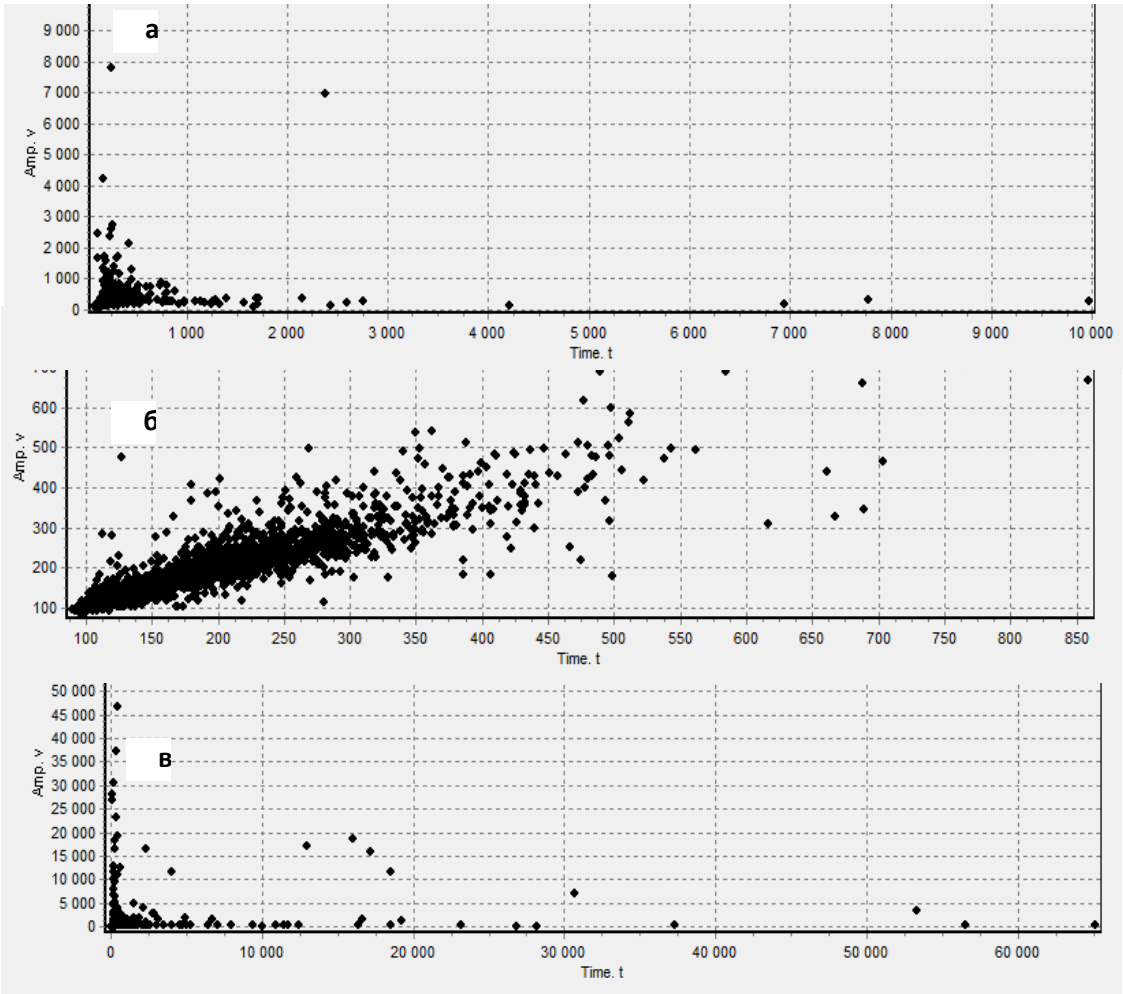


Рис. 3. Снимки аттракторов напряженного состояния геологической пластовой среды, полученные в ходе программной обработки акустических излучений на опытном участке нефтяного месторождения.

фазы относительно устойчивого состояния (Рис 3, а, в) и фазы неустойчивого напряженного состояния (рис. 3, б).

Для изучения процессов МСЭ в геологической среде авторами создана технология “Сейсмолокация очагов эмиссии” (СЛОЭ), которая позволяет выделить волны МСЭ (в наблюдаемом сейсмическом волновом поле) и позиционировать их в нижнем полупространстве.

Решение данных задач осуществляется на основе суперкратного накопления (более 10^6) сигналов МСЭ, регулируемых при длительном непрерывном мониторинге, и локационного фокусирующего обзора заданного объема нижнего полупространства. Выполненные экспериментальные исследования по технологии СЛОЭ в режиме длительного мониторинга на эталонном объекте – разрабатываемом нефтяном месторождении (в Оренбургской области) с более 40 скважинами, по которым информация типа насыщения, пластового давления, литофациальном составе продуктивной толщи являлась своеобразным тестом для оценки соответствия физических (кинематических и динамических) характеристик МСЭ параметрам геологической среды.

С этой целью для продуктивной толщи были построены карты параметров МСЭ: среднего значения, дисперсии и автокорреляции (при τ=const) энергии волн МСЭ (рис. 4) , по которым выполнены анализ и интерпретационная обработка для получения

площадного распределения таких геологических характеристик продуктивной толщи, как литологический состав или глинизация (рис. 5а), пластовое давление (рис. 5б), обводненность (рис. 5в), структура флюидных потоков и др.

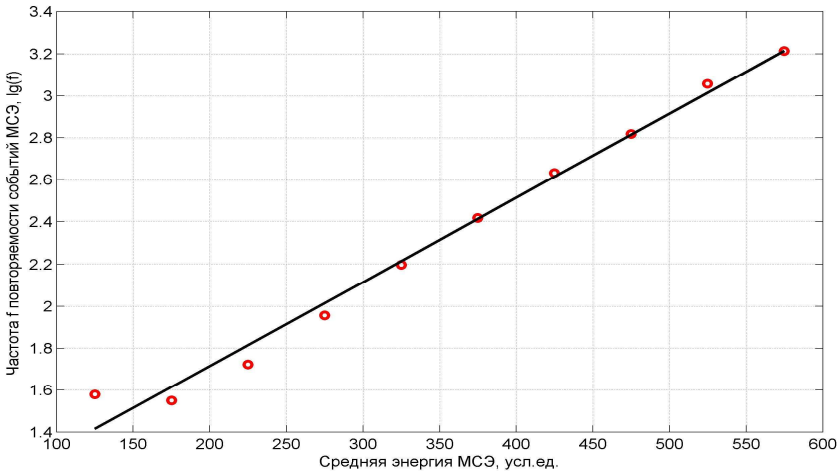


Рис. 6. Пример закона повторяемости Гутенберга-Рихтера для энергии МСЭ на участке нефтяного месторождения в Техас, США, 2013 г.

Одновременное кооперативное излучение упругой энергии множеством трещин, находящихся в пределах 1-ой зоны Френеля, создает волну сейсмического диапазона частот, которая относится к классу микросейсм ввиду ее малой энергии (на 2-3 порядка ниже зеркально отраженных волн, используемых в сейсморазведке). Волны сейсмоакустической эмиссии, как и волны микросейсмической имеют ту же доминантную зависимость своих стационарных характеристик от вышеуказанных геологических параметров. Это сходство, обусловленное фрактальными свойствами геологической среды, получено при сопоставлении результатов независимо выполненных лабораторных исследований АЭ на образцах с размерами ~10^{-2} м и экспериментальных полевых наблюдений МСЭ на площадях с размерами 10^4 м.

Комплекс полученной геологической информации позволяет сделать вывод о высокой геологической, экономической и экологической эффективности сейсмических исследований на основе изучения волн МСЭ при поиске, разведке и разработке месторождений УВ-сырья.

Кроме того, на основе многочисленных исследований МСЭ по технологии СЛОЭ в режиме длительного мониторинга были установлены два ранее не известных природных явления.

Во-первых, кинематические и динамические параметры МСЭ соответствуют закону Гутенберга-Рихтера (о повторяемости землетрясений с разным энергетическим уровнем). Эта закономерность, представленная в качестве примера на (рис. 6), имеет прикладное значение и используется для анализа и обработки процессов МСЭ с целью отбраковки полевой информации, имеющей высокий уровень техногенных шумов.

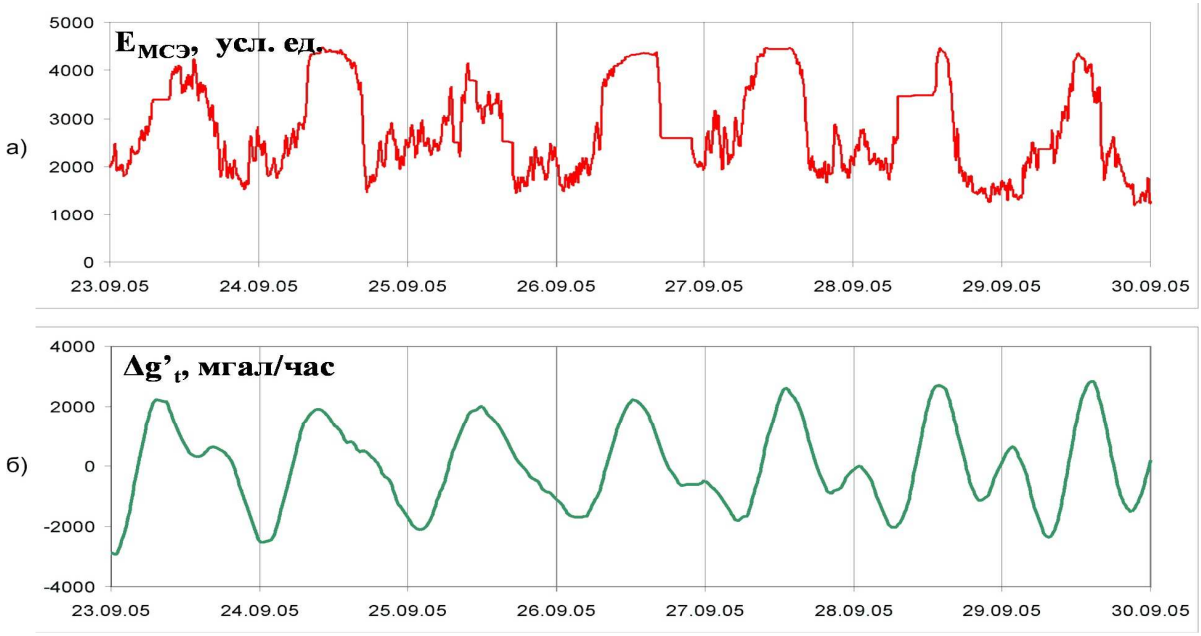


Рис.7. Сопоставление графиков изменения осредненной энергии МСЭ (а) и временного градиента силы тяжести (б). Росташинское месторождение, Оренбургская обл.

Во-вторых, твердотельные лунно-солнечные приливы оказывают доминирующее влияние на средний уровень энергии МСЭ. Это явление проявляется в волнообразном изменении активности МСЭ (рис. 7а) в зависимости от положения Луны и Солнца относительно географических координат исследуемой площади, что физически выражается в изменении временного градиента силы тяжести (рис. 7б). Данную зависимость используют в технологии СЛОЭ для оценки достоверности и качества выполненных полевых наблюдений

Выводы.

1. Волны АЭ и МСЭ имеют высокую геологическую информативность об исследуемой среде.
2. Проведены экспериментальные лабораторные исследования особенностей АЭ на образцах, а также экспериментальные полевые наблюдений АЭ, создана новая методика и программы обработки временных рядов АЭ, получены результаты, объясняющие наблюдаемые особенности излучения АЭ в нефтегазонасыщенных средах, и их сходство и повторяемость в различных масштабах.
3. Результаты выполненных экспериментальных исследований позволили установить новые неизвестные ранее природные явления: во-первых, закономерности повторяемости АЭ и МСЭ в зависимости от уровня сигналов, что соответствует закону Гутенберга-Рихтера, и, во-вторых, доминантное влияние лунно-солнечных твердотельных приливов на активность сейсмоакустической эмиссии.
4. Необходимо расширить экспериментальные исследования сейсмоакустической эмиссии для создания высокоэффективных технологий поиска, разведки, разработки месторождений УВ-сырья и других полезных ископаемых, а также для контроля результатов различных техногенных воздействий в геологической среде и профилактики землетрясений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Арутюнов С.Л., Давыдов В.Ф., Кузнецов О.Л. и др. «Явление генерации инфразвуковых волн углеводородной залежью». Открытие № 109, РАЕН, 1977.
2. Беляков А.С., Лавров В.С., Николаев А.В. Акустический резонанс нефтяной залежи// Доклады АН. – 2004. – т. 397, № 1. – С. 101-102.
3. Дыбленко В.П., Шарифуллин Р.Я., Туфанов И.А. и др. Повышение продуктивности и реанимация скважин с применением виброволнового воздействия.- М.: ООО «Недра-Бизнесцентр», 2000.- 381 с.
4. Дыбленко В.П., Марчуков Е.Ю. и др. Волновые технологии и их использование при разработке месторождений нефти с трудноизвлекаемыми запасами. – М.: РАЕН, 2012. – 344 с.: ил
5. Кузнецов О.Л, Чиркин И.А., Курьянов Ю.А., Дыбленко В.П. и др. Сейсмоакустика пористых и трещиноватых сред. – М.: ВНИИГеосистем, 2007. – т. 3.- 434 с.
6. Кузнецов О.Л., Чиркин И.А., Курьянов Ю.А., Дыбленко В.П., Рогоцкий Г.В. Сейсмоакустика пористых и трещиноватых геологических сред.- М.: ВНИИГеосистем, 2004. - т.2.- 360 с.
7. Кузнецов О.Л., Дыбленко В.П., Чиркин И.А., Шарифуллин Р.Я. и др. Особенности аккумулирования энергии механических напряжений и аномальное сейсмоакустическое излучение в нефтенасыщенных породах //Геофизика. - 2007. - № 6. - С. 8-15.
8. Николаев А.В. Проблемы наведенной сейсмичности // Наведённая сейсмичность. ОИФЗ РАН, М., Наука, 1994. С. 5 - 15.

Takayuki H. Fraktal structure of spatial distribution of microfracturing in rock// Geophys. J. Roy. Astron. Soc. - 1987. - v. 90.

назад к содержанию

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ЗАТУХАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, НАСЫЩЕННОЙ ВОДОНЕФТЯНОЙ ЭМУЛЬСИЕЙ

Губайдуллин А. А., Болдырева О. Ю., Дудко Д. Н.

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Тюмень

E-mail: gubai@tmn.ru

Разработана математическая модель, описывающая движение пористой среды, содержащей эмульсию. Система «пористая среда – эмульсия» рассматривается как двухфазная среда. Эмульсия моделируется степенной жидкостью. Межфазное взаимодействие включает силы вязкого трения и присоединенной массы. Численно исследовано распространение волн в пористой среде, содержащей водонефтяную эмульсию. Проведено сравнение со случаями водо- и нефтенасыщенной пористой среды. Показано, что в определенном диапазоне частот затухание в пористой среде, содержащей водонефтяную эмульсию, происходит сильнее, чем в водо- и нефтенасыщенной пористой среде. Для использованной водонефтяной эмульсии были сделаны оценки значения эффективной вязкости и рассчитаны дисперсионные зависимости для волн в пористой среде, содержащей водонефтяную эмульсию.

Актуальность данной задачи связана с широким применением эмульсий в различных процессах при добыче нефти. Для повышения нефтеотдачи может применяться метод виброволнового воздействия на пласт и призабойную зону скважин. Для совершенствования технологий виброволнового воздействия необходимо знание закономерностей распространения и затухания волн в пористой среде, насыщенной водонефтяной эмульсией.

Для исследования распространения и затухания волн в пористой среде, насыщенной водонефтяной эмульсией, выбрана двухскоростная модель насыщенной пористой среды [1, 2].

Уравнения сохранения масс и импульсов фаз имеют вид:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla^l\left(\rho_f v_f^l\right) = 0, \qquad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla^l\left(\rho_s v_s^l\right) = 0,$$

$$\rho_f \frac{d_f v_f^k}{dt} = -\alpha_f \nabla^k p_f - F^k, \qquad \rho_s \frac{d_s v_s^k}{dt} = -\alpha_s \nabla^k p_f + \nabla^l \sigma_{s*}^{lk} + F^k$$

где ρ_j, v_j, α_j – приведенная плотность, скорость, объемное содержание j - ой фазы, $j = f, s$; σ_{s*}, p_f - приведенное напряжение в скелете и давление во флюиде соответственно.

Скелет пористой среды предполагается упругим с модулями упругости λ_{s*}, μ_{s*}:

$$\sigma_{s*}^{kl} = \alpha_s\left(\lambda_{s*}\delta^{kl}\varepsilon_s^{mm} + 2\mu_{s*}\varepsilon_s^{kl} + \nu_{s*}\delta^{kl}p_f\right), \quad \nu_{s*} = \frac{\lambda_{s*} + 2/3\,\mu_{s*}}{\lambda_s + 2/3\,\mu_s},$$

$$\frac{\partial_s \varepsilon_s^{kl}}{\partial t} = \frac{1}{2}\left(\nabla^k v_s^l + \nabla^l v_s^k\right),$$

где ε_s – деформации твердой фазы.

Для каждой из фаз примем линейное уравнение состояния в акустическом приближении:

$$p_j - p_{j0} = K_j\left(\rho_j^\circ - \rho_{j0}^\circ\right)/\rho_{j0}^\circ, \quad \rho_j = \alpha_j \rho_j^\circ, \quad \alpha_s + \alpha_f = 1,$$

где нижний индекс 0 означает невозмущенное значение величины, K_j – объемные модули упругости для материала j - ой фазы.

Для замыкания системы уравнений используем соотношения между истинными давлениями в фазах и эффективным давлением в скелете

$$p_{s*} = \alpha_s \left(p_s - p_f \right), \qquad p_{s*} = -\frac{1}{3}\sigma_{s*}^{mm}.$$

В рамках рассматриваемой модели эмульсия, в отличие от [3, 4], моделируется степенной жидкостью, ее реология описывается степенной зависимостью ($\tau = k\dot{\gamma}^n$). Межфазное взаимодействие включает силы вязкого трения F_v и присоединенной массы F_m:

$$F = F_m + F_v,$$

$$F_m = \frac{1}{2}\eta_m \alpha_s \alpha_f \rho^{\circ}_{f0} \left(\frac{d_f v_f}{dt} - \frac{d_s v_s}{dt} \right), \quad F_v = \eta_v \alpha_s \alpha_f k a_*^{-(1+n)} \left(v_f - v_s \right)^n,$$

где ρ°_i – истинная плотность, a_* – характерный размер зерен скелета, η_m, η_v – безразмерные коэффициенты взаимодействия фаз, зависящие от структуры среды.

Приведенное выражение для силы вязкого трения F_v получено из решения задачи о стационарном течении степенной неньютоновской жидкости в плоской щели или цилиндрической трубе.

Предложенная система уравнений при заданных входящих в нее параметрах λ_{s*}, μ_{s*}, η_m, η_v является замкнутой и позволяет исследовать волновые процессы во флюидонасыщенных пористых средах.

Исследовано распространение треугольного импульса в пористой среде, насыщенной водой, нефтью или водонефтяной эмульсией. Расчеты проводились методом Лакса-Вендроффа.

На Рис.1 в качестве иллюстрации показано распространение импульса в пористой среде, насыщенной водой, водонефтяной эмульсией или нефтью. Основные параметры пористой среды: пористость равна 0.4, характерный размер пор – 0.1 мм, материал скелета – кварц. Нефть Тарасовского месторождения (ρ = 800 кг/м^3, μ = 3 мПа·с), стабилизированная водонефтяная эмульсия из нефти Тарасовского месторождения [5] (ρ = 959 кг/м^3, водосодержание 0.75, k = 0.115 Па·с^n, n = 1.02). Начальный импульс треугольной формы (безразмерная амплитуда равна 0.1, длительность импульса на рисунках слева 0.07 мс, справа 0.007 мс) задается во флюиде (воде, водонефтяной эмульсии или нефти) и проходит в пористую среду, насыщенную тем же флюидом. При прохождении в пористую среду исходный импульс разделяется на быструю (деформационную) и медленную (фильтрационную)моды, при этом фильтрационная мода характеризуется малой скоростью и значительным затуханием. В водо- и нефтенасыщенной пористой среде после прохождения основной части импульса - быстрой волны, распространяющейся практически без искажения, в момент времени t = 0.3 мс наблюдается также медленная волна. Видно, что импульс большей длительности (слева) слабо затухает по мере распространения во всех трех случаях. Короткий импульс (справа) незначительно затухает в водо- и нефтенасыщенной пористой среде, и заметно затухает в пористой среде, насыщенной эмульсией.

Для указанной водонефтяной эмульсии были сделаны оценки значения эффективной вязкости (μ = 65 мПа·с), затем были рассчитаны дисперсионные зависимости для волн в пористой среде, содержащей водонефтяную эмульсию. Дисперсионные зависимости для линейных волн в пористой среде, содержащей нефть, воду или водонефтяную эмульсию, приведены на Рис.2 для различных значений эффективных модулей упругости скелета пористой среды (слева $\lambda_{s*} = \mu_{s*}$ = 0.2 ГПа, справа $\lambda_{s*} = \mu_{s*}$ = 2 ГПа). Показано, что в определенном диапазоне частот затухание в пористой среде, содержащей водонефтяную эмульсию, происходит сильнее, чем в водо- и нефтенасыщенной пористой среде.

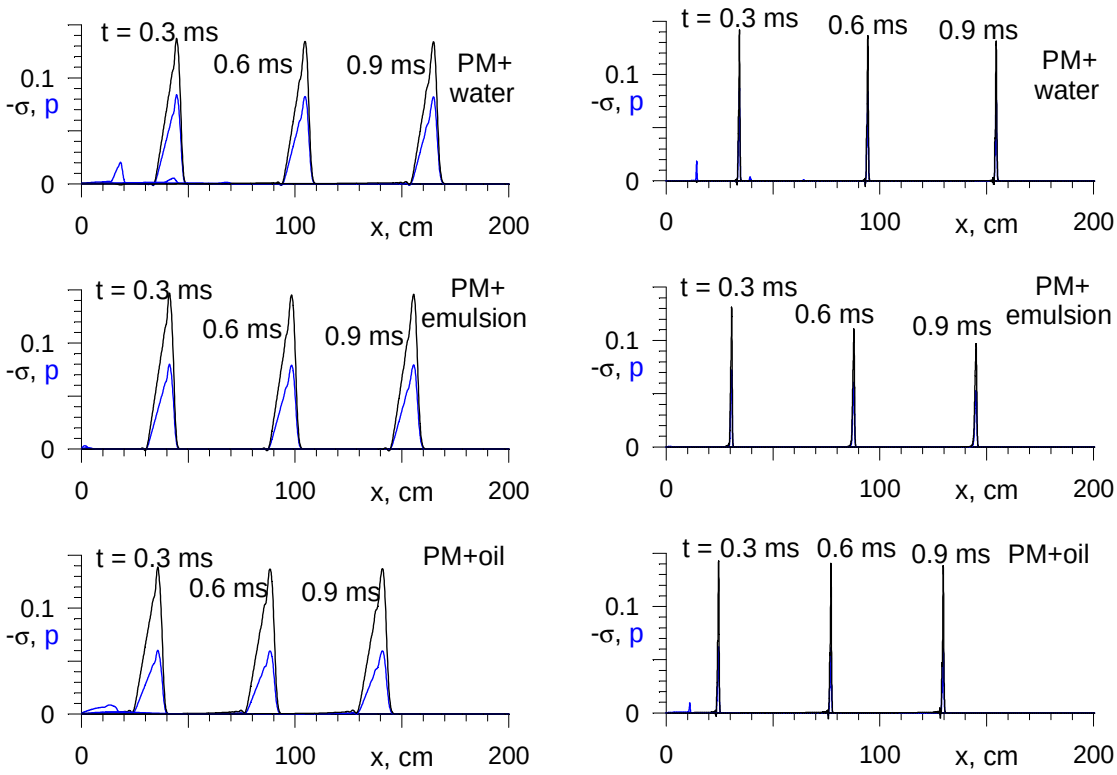


Рис.1. Распространение импульса в пористой среде, насыщенной водой, нефтью или водонефтяной эмульсией (степенная жидкость, k = 0.115, n = 1.02). σ - полное напряжение, p – давление во флюиде

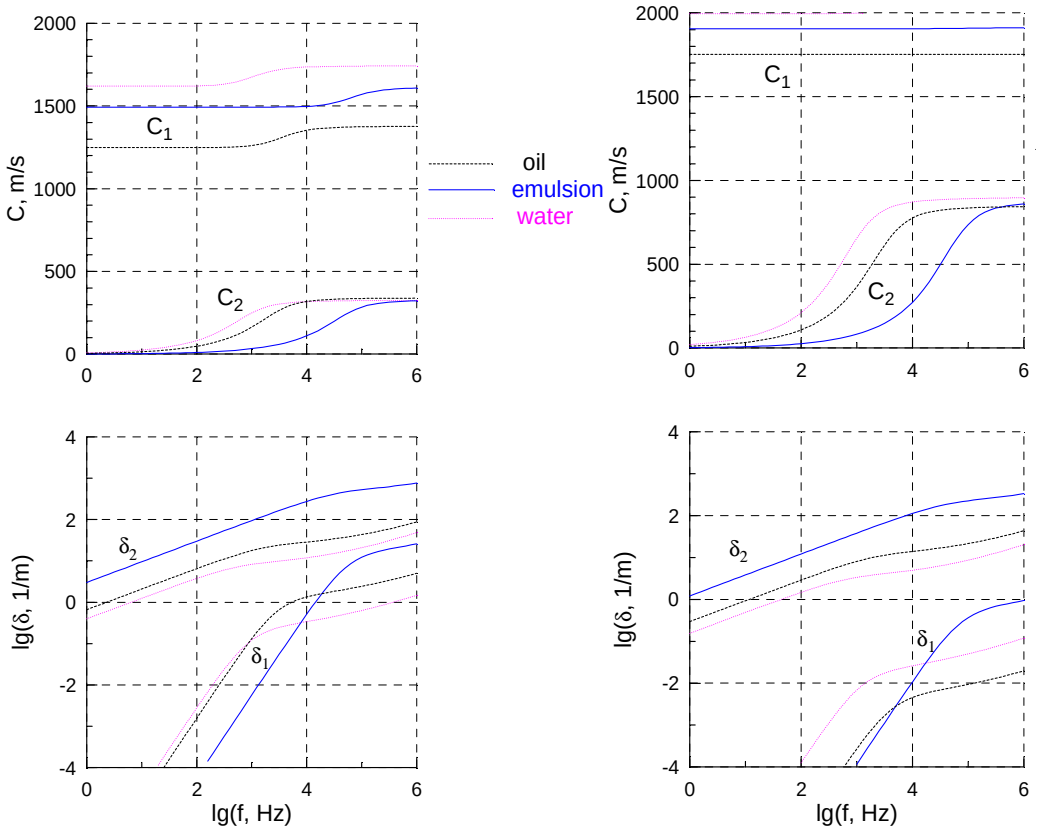


Рис.2. Фазовые скорости и линейный декремент затухания деформационной и фильтрационной волн в пористой среде, насыщенной водой, нефтью Тарасовского месторождения или водонефтяной эмульсией из этой нефти

На Рис.3 показано распространение треугольного импульса в пористой среде, насыщенной водой, эмульсией или деканом. Основные параметры пористой среды, амплитуды и длительности импульса те же, что и на Рис.1. Параметры углеводородной фазы (декан + эмульгатор, ρ = 730 кг/м^3, μ = 4 мПа·с) и эмульсии (ρ = 930 кг/м^3, водосодержание 0.74, k = 0.34 Па·с^n, n = 0.62) взяты из работы [6].

Аналогично приведенным выше расчетам импульс большей длительности (слева) слабо затухает по мере распространения во всех трех случаях. Короткий импульс существеннее затухает в пористой среде, насыщенной эмульсией.

На Рис.4 представлены скорость и затухание для линейных волн в пористой среде, содержащей декан, воду или эмульсию (с оценкой эффективной вязкости для эмульсии μ = 80 мПа·с). Данный расчет подтверждает предыдущий: при высоких частотах затухание волн в пористой среде, насыщенной эмульсией, может быть выше, чем в пористой среде, насыщенной водой или углеводородной фазой.

Таким образом, в случае пористой среды, насыщенной водонефтяной эмульсией, затухание возмущений может быть сильнее или слабее по сравнению со случаями, когда в порах вода или нефть, в зависимости от основной частоты импульса.

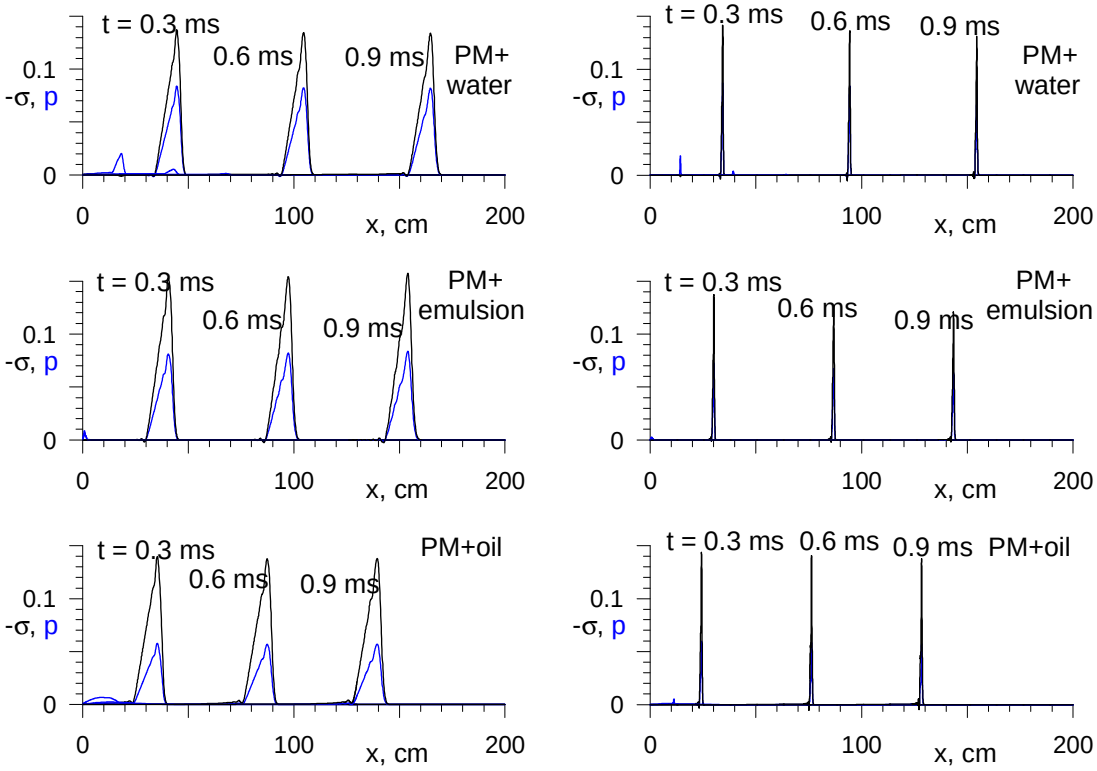


Рис.3. Распространение импульса в пористой среде, насыщенной водой, нефтью или водонефтяной эмульсией (степенная жидкость, k = 0.34, n =0.62). σ - полное напряжение, p – давление во флюиде

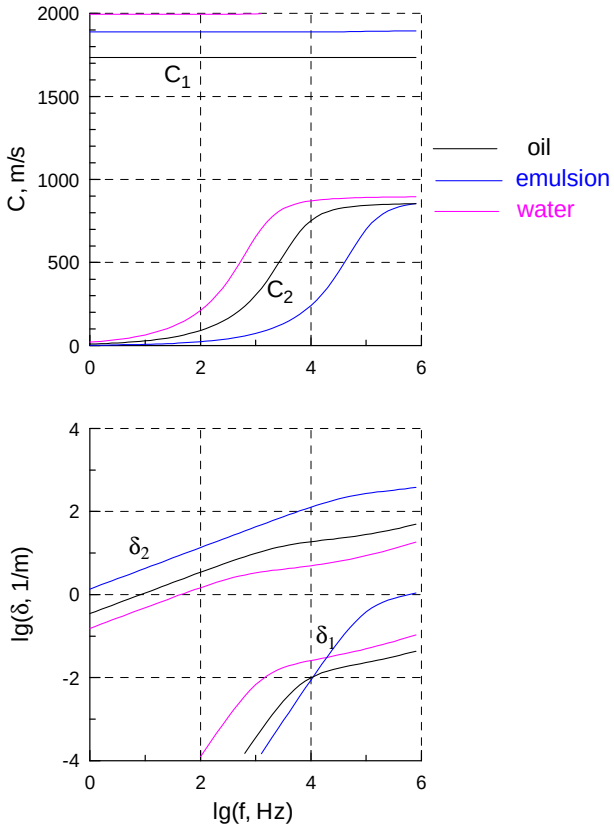


Рис.4. Фазовые скорости и линейный декремент затухания деформационной и фильтрационной волн в пористой среде, насыщенной водой, деканом или эмульсией из декана

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 336с.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука, 1987. – 464с.
3. Губайдуллин А.А., Болдырева О.Ю., Дудко Д.Н. Исследование распространения и затухания волн в пористой среде, содержащей водонефтяную эмульсию // Труды Института механики им. Р. Р.Мавлютова Уфимского научного центра РАН. Вып. 9. / Материалы V Российской конференции с международным участием «Многофазные системы: теория и приложения», посвященной 20-летию со дня основания Института механики им. Р.Р.Мавлютова УНЦ РАН (Уфа, 2–5 июля 2012). Часть II. Уфа: Нефтегазовое дело, – 2012. – С. 38-42.
4. Губайдуллин А.А., Болдырева О.Ю., Дудко Д.Н. Волны в пористых средах, насыщенных водонефтяной эмульсией // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Сборник научных статей. Выпуск 2(10). - Киев: «НПВК Триакон», – 2012. – С. 96-100
5. Ахметов А.Т., Мавлетов М.В., Глухов В.В. Проблемы моделирования течения ивертных водонефтяных дисперсий в капиллярах / Труды Математического центра имени Н.И. Лобачевского. Т. 27. Казанское математическое общество. Модели механики сплошной среды. Материалы XVII сессии Международной школы по моделям механики сплошной среды. – Казань: Издательство Казанского математического общества, – 2004. – С. 30-41.

Ахметов А.Т., Мавлетов М.В., Валиев А.А. Динамическое запирание и реология дисперсий при фазовом переходе // Труды Института механики Уфимского научного центра РАН. Вып.8 / Под ред. С.Ф. Урманчеева. – Уфа: Нефтегазовое дело, – 2011. – С.77-91.

назад к содержанию

НЕЛИНЕЙНОСТЬ СДВИГОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ВЯЗКОУПРУГОЙ ЖИДКОСТИ

Гришаев В.В.[1)], Есипов И.Б.[1,2)], Миронов М.А.[2)]

[1)] Российский государственный университет нефти и газа им И.М. Губкина, Москва
[2)] Акустический институт им. Н.Н. Андреева, Москва

E-mail: igor.esipov@mail.ru

Вязкоупругие модули тяжелой сырой нефти медленно эволюционируют пропорционально логарифму времени. Новые исследования зависимости комплексного модуля сдвига от амплитуды деформации выявили логарифмический рост во времени параметра нелинейности для этого образца нефти. Эксперименты выполнялись на ротационном реометре в режиме малых гармонических крутильных осцилляций. Установлено, что комплексный модуль сдвига линейно уменьшается с ростом амплитуды сдвиговых возмущений, что возможно при линейной зависимости величины вязкоупругих характеристик исследованного образца нефти от абсолютной деформации среды. Приводятся результаты анализа зависимости первых трех гармоник вязкоупругого отклика на гармонические сдвиговые возмущения для данного образца нефти от амплитуды воздействия и времени.

Настоящая работа продолжает экспериментальные исследования [1,2]. Измерены зависимости вязкоупругих модулей сдвига от времени для образца сырой, дегазированной и обезвоженной тяжелой нефти при различных, возрастающих амплитудах колебаний сдвиговых деформаций. При этом были зарегистрированы отклики вязкоупругого образца нефти на гармонические сдвиговые возмущения. Основная цель заключается в исследовании зависимости модулей сдвига от амплитуды колебаний деформации и определении коэффициента нелинейности такой вязкоупругой среды, а также изучение поведения первых трех гармоник ее нелинейного отклика. Состав исследуемой нефти и методика измерений подробно описана в [1].

Вязкоупругие модули определялись методом ротационной реометрии в режиме сдвиговых гармонических деформаций на ротационном реометре Rheotest RN4.1 с использованием системы типа «конус – плоскость». При этом, в отличие от работы [1], деформация образцов ε была как существенно меньше единицы, так и порядка единицы, что позволяет реализовать режим нелинейных возмущений.

В упругих средах напряжение сдвига σ пропорционально сдвиговой деформации ε, В вязких жидкостях величина σ будет пропорциональной скорости сдвиговой деформации $\dot{\varepsilon}$.

В нашем случае сдвиговая деформация изменялась по гармоническому закону $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{i\omega t}$,где ε_0 - амплитуда гармонических колебаний деформации и ω — частота осцилляций. Объединяя вклады упругой и вязкой составляющих, запишем уравнение состояния для вязкоупругой среды при осциллирующих деформациях в виде:

$$\sigma(t) = G'\varepsilon + \mu\dot{\varepsilon} = (G' + i\omega\mu)\varepsilon = (G' + iG'')\varepsilon, \qquad (1)$$

где G' – модуль упругости, характеризует упругую часть модуля сдвига, а $G'' = \omega\mu$ - модуль потерь, μ - вязкость. G'' определяет вязкую часть модуля сдвига. Вместе они составляют комплексный модуль упругости при сдвиге $G = G' + iG''$.

Благодаря использованию системы конус-плоскость все элементы среды в процессе измерений испытывали одинаковые деформации, минимальная из них была равна 0.086. Предполагается, что осцилляции с такой амплитудой не вызывают заметных изменений в структуре среды во время измерений, в частности не влияют на

текущие значения измеряемых параметров G', G''. При этом отношение длины вязкоупругой волны к ширине зазора на всех частотах существенно превышает 1, что обеспечивает условие однородности деформации жидкости поперек зазора при всех режимах измерений.

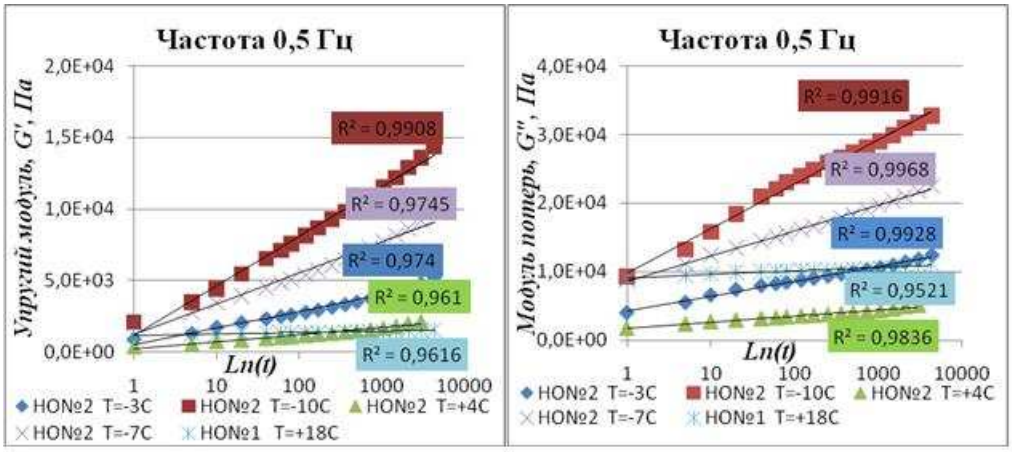


Рис. 1. Кинетика вязкоупругих модулей нефти разных образцов. Ось абсцисс – время в минутах. R^2 – оценка статистической достоверности логарифмической аппроксимации результатов экспериментального наблюдения.

Рис.1 иллюстрируют кинетику вязкоупругих модулей при осцилляциях малой амплитуды на частоте 0,5 Гц для различных образцов нефти. В работе [1] сделан анализ различий в составе данных образцов. Основное отличие заключается в том, что отношение концентрации смол и асфальтенов (С/А) у образца нефти #1 в три раза выше по сравнению с образцом #2. Графики показывают существенный рост модуля сдвига за время наблюдения для образца нефти #2, как вещественной, так и мнимой частей. Представленные в логарифмическом масштабе во времени, все графики имеют выраженный линейный рост модулей сдвига. Это означает, что модуль сдвига исследуемой среды зависит от времени по закону $G(t) \sim \log(t)$. Эта зависимость прослеживается вплоть до максимального времени наблюдения (72 часа), не проявляя тенденции к насыщению. Отметим, что при понижении температуры вещественная и мнимая части модуля заметно – в несколько раз - возрастают. При этом мнимая (диссипативная) часть модуля по абсолютной величине больше действительной при всех температурах. Это означает, что исследуемая среда проявляет в этих условиях в большей степени свойства жидкости, нежели упругого тела. Из этих данных видно, что при одинаковых начальных значениях G'', скорость эволюции вязкоупругих модулей нефти #2 оказывается значительно выше, чем нефти #1. Таким образом, результаты, представленные на Рис.1 указывают на то, что образец #1 является более стабильным, чем #2, так как в нефти #1 асфальтены экранированы смолами лучше, по сравнению с нефтью #2. Следует отметить, что наличие внутренней структуры можно предполагать и в чистых жидкостях. На это, в частности, указывают и результаты работ [3,4,5], где исследована сдвиговая упругость органических жидкостей.

Дальнейшие эксперименты выполнялись с образцом нефти #2. Была исследована особенность развития медленной кинетики нефти в зависимости от амплитуды периодических сдвиговых возмущений. Поскольку наиболее выраженные изменения в значении модулей сдвига происходили с образцом #2, то исследование нелинейности сдвиговых колебаний при медленной кинетике вязкоупругих свойств нефти было выполнено с этим образцом нефти при температуре минус 10^0C.

По-прежнему мы изучали медленную кинетику комплексного модуля сдвига в течение длительного времени (80000 с) с периодическими сеансами измерений модуля

сдвига. Каждый из сеансов состоял из нескольких измерений с разными амплитудами деформации в диапазоне от 8.7% до 149%. После каждого измерения выдерживалась пауза соответствующей длительностью и измерение снова повторялось.

На рис.3 представлены зависимости модуля упругости от времени при различных амплитудах деформации, меняющихся от 8.7% до 149% (кривые сверху вниз). Видно, что модуль упругости по-прежнему растет со временем по логарифмическому закону, что определяет медленную кинетику их величин. С ростом амплитуды сдвиговой деформации величина модуля уменьшается и такая реакция среды усиливается со временем. То есть, со временем параметры образца нефти становятся все более зависимыми от амплитуды сдвиговых возмущений.

В силу симметрии при чисто сдвиговых деформациях нелинейная компонента связи напряжение-деформация должна быть антисимметричной относительно нуля функцией. Часто принимается, что нелинейное слагаемое в этой связи описывается кубической параболой:

$$\sigma = G\varepsilon(1+\alpha\varepsilon^2), \qquad (2)$$

α - параметр нелинейности. В соответствии с такой моделью при гармонических колебаниях деформации $\varepsilon \sim A\cos(\omega t)$, усредненный по периоду колебаний модуль сдвига зависит от амплитуды колебаний A квадратичным образом: $G_e = G(1+\alpha<\varepsilon^2>) = G(1+\frac{1}{2}\alpha A^2)$. Такая зависимость типична для снижения вязкости с ростом скорости сдвига (при отрицательном значении параметра нелинейности α). Однако, в наших экспериментах (Рис. 4) при малых деформациях отчетливо проявляется линейная зависимость G_e от A $G_e = G(1-\beta A)$. Такая зависимость заставляет отказаться от кубической нелинейности в уравнении (2).

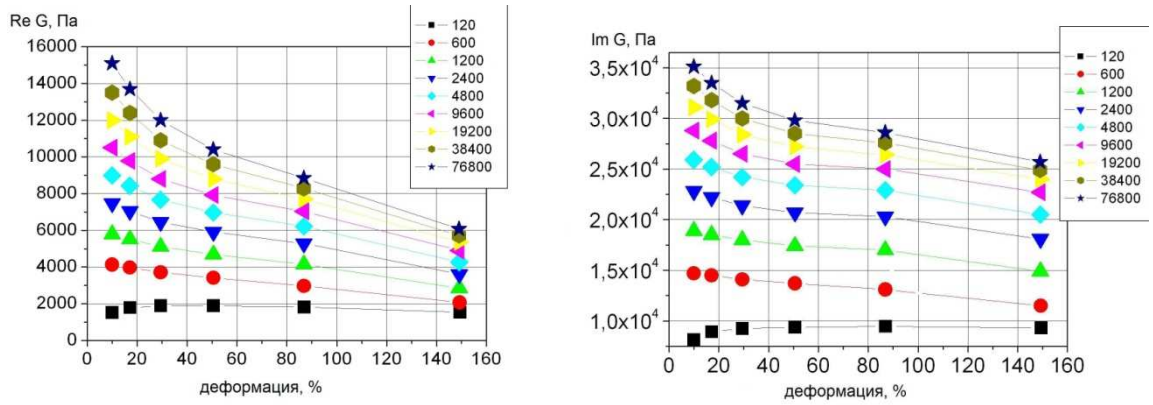


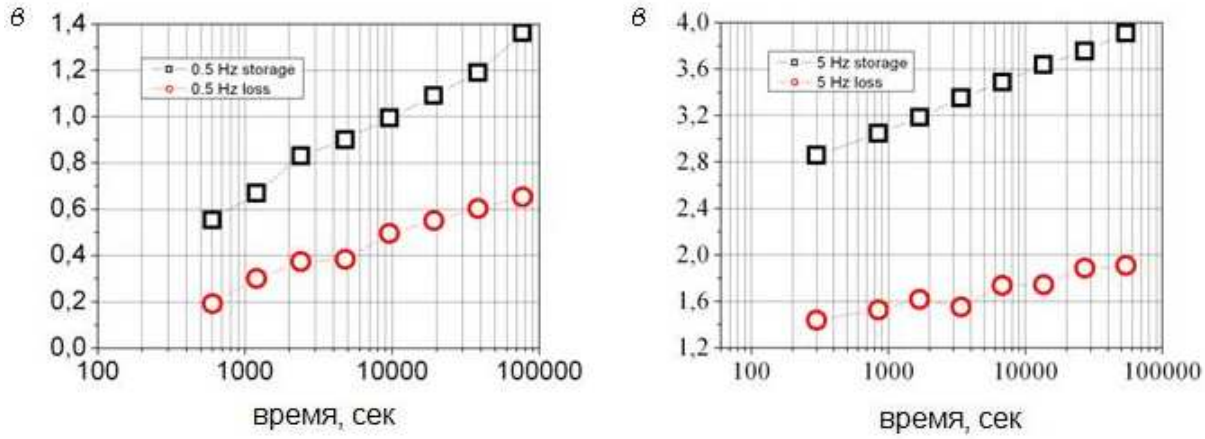
Рис.2. Зависимость действительной и мнимой частей модуля сдвига от сдвиговой деформации. Значки соответствуют измерениям в разное время от 120 с до 76800 с.

Единственно возможная зависимость, обеспечивающая, с одной стороны, антисимметричность связи σ и ε, а, с другой стороны, линейность связи эффективного модуля сдвига с амплитудой сдвиговых колебаний, является зависимость, содержащая модуль деформации:

$$\sigma = \mu\varepsilon(1-\beta|A|). \qquad (3)$$

Коэффициент $\beta = (1/G)\partial G/\partial A$ (параметр нелинейности модуля сдвига) определяется из наклона экспериментальных кривых рис. 2 при минимальных амплитудах деформации. Видно, что параметр нелинейности модуля сдвига является положительной величиной – с ростом амплитуды возмущений, как упругость, так и потери в среде уменьшаются. Значение коэффициента β при этом мы будем

определять при малых деформациях, когда, собственно говоря, и справедливы выражения (2) и (3)



.

Рис. 3. Эволюция параметра нелинейности β во времени: □ – $\mathrm{Re}\,\beta$, ○ - $\mathrm{Im}\,\beta$
а) – частота осцилляций 0.5 Гц, б) – частота осцилляций 5 Гц

На Рис. 3 показаны зависимости действительной и мнимой величины коэффициента β от времени (для вещественной и мнимой частей G), Видно, что коэффициенты нелинейности, так же как и сами величины модулей G', G'' увеличивается пропорционально логарифму времени и проявляют медленную кинетику. Коэффициент нелинейности модуля сдвига в несколько раз больше коэффициента нелинейности моду*а)* этерь. Коэффициенты нелинейности на ч*б)* ге 5 Гц в несколько раз больше коэффициентов нелинейности на частоте 0.5 Гц. Несмотря на то, что абсолютное значение величины параметра нелинейности возрастает с частотой, скорость его эволюции во времени снижается.

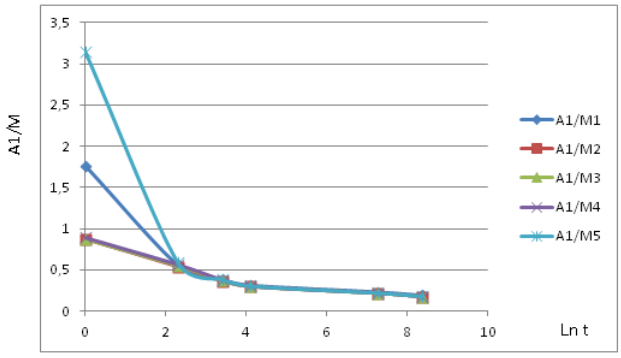


Рис.4. Зависимость от времени первой гармоники отклика, нормированного на действующий крутильный момент.

О характере нелинейности можно судить по интенсивности возникающих высших гармоник в реакции среды на гармоническое возбуждение. На Рис. 4 и Рис. 5 представлены зависимости от логарифма времени первых трех грамоник отклика, нормированных на амплитуду соответствующих действующих моментов сил. Здесь время определялось в минутах.

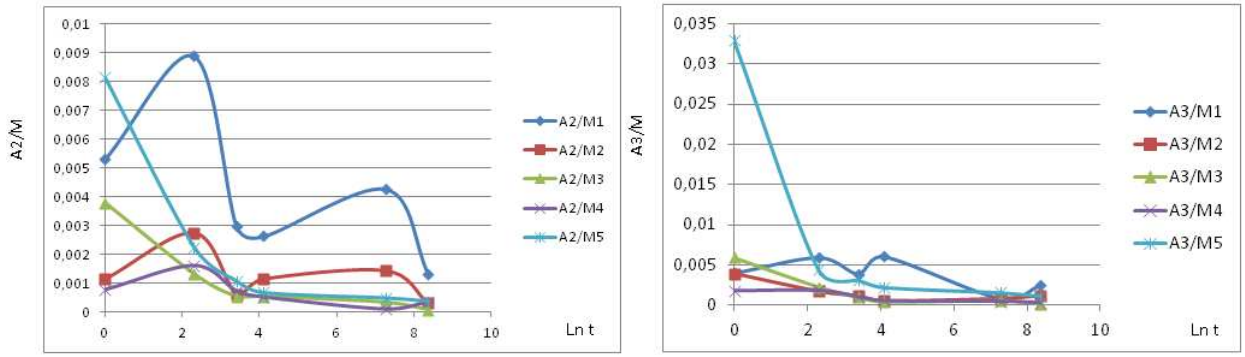


Рис. 5. Зависимость от времени второй и третьей гармоник отклика, нормированных на действующий крутильный момент

Этот опыт длился 72 часа (4320 мин). Перед началом опыта исследуемый образец нефти интенсивно перемешивался при вращении системы конус-плоскость реометра. Измерения проводились в моменты времени 1 мин, 10 мин, 30 мин, 60 мин, 1440 мин и 4320 мин после перемешивания. Во время каждого сеанса измерения выполнялись при последовательно увеличивающейся амплитуде действующего вращательного момента при частоте осцилляций 0,5 Гц. Для того, чтобы минимизировать воздействие на исследуемый образец, время осцилляций на каждой амплитуде ограничивалось 5 периодами (10 с). Значения действующих вращательных моментов оставались постоянными во всех сеансах измерений и их амплитуды приведены в следующей таблице.

Таблица 1. Амплитуда вращательного момента

M1	M2	M3	M4	M5
0,414 мНм	0,91 мНм	1,9 мНм	3,9 мНм	7,85 мНм

Результаты, представленные на Рис. 4 и Рис.5, указывают на то, что значения гармоник в деформации среды в начальные моменты времени быстро меняются. Это свидетельствует о неустойчивом состоянии исследуемого образца нефти. Относительное значение первой гармоники и остальных двух уменьшаются со временем, что соответствует о том, что среда становится более упругой, уменьшается ее деформация при заданном вращательном моменте. Такие изменения оказываются более выраженными при малой амплитуде вращательного момента. Рост амплитуды вращательного момента стабилизирует состояние исследуемого образца, что достигается, по-видимому, за счет разрушения неустойчивых связей в среде. Наиболее ярко это видно на графике зависимости второй гармоники от времени на Рис. 5 при вращательном моменте M1. Стоит заметить, что величина третьей гармоники превышает величину второй гармоники в нашем опыте, что также указывает на неаналитический характер нелинейности упругих связей в нашей среде.

Неаналитическое описание нелинейности модуля упругости можно, вероятно, применять и к другим сложным средам, прежде всего – к твердым средам с дефектами. В работах, посвященных нелинейным акустическим эффектам в таких средах, отчетливо наблюдались противоречащие классической нелинейной теории упругости эффекты: генерация в поле сдвиговых волн второй сдвиговой гармоники [6], линейная зависимость скорости распространения продольных волн и поглощения от амплитуды [7,8] В работе [6], пожалуй, впервые отмечен эффект медленной кинетики акустических свойств структурно неоднородного материала. В работе [22], в частности, предложена неаналитичная зависимость коэффициента нелинейности в виде функции, содержащей деформацию ε и $sign(\dot{\varepsilon})$ - знак скорости деформации. Заметим, что физический смысл такой зависимости неясен. Мы также не можем пока дать адекватное описание возможных физических процессов, приводящих к зависимостям типа (3). Особенности нелинейности структурно-неоднородных сред применительно к методам нелинейной акустической диагностики рассмотрены в работе [9].

В заключение перечислим основные результаты этой работы.

Обнаружено, что реологические характеристики нефти медленно эволюционируют во времени, вязкоупругие модули изменяются во времени приблизительно по логарифмическому закону. Ранее подобная закономерность наблюдалась в структурированных твердых и сыпучих (гранулированных) средах. Впервые показано, что и параметр нелинейности модуля сдвига исследованного образца нефти, также растет пропорционально логарифму времени. То есть нелинейные свойства вязкоупругой среды также имеют медленную кинетику своих значений.

Изменение модулей упругости тяжелой нефти зависит также от температуры и частоты колебаний.

Впервые удалось определить поведение во времени первых трех гармоник нелинейного отклика вязкоупругой среды на сдвиговое воздействие. При этом среда находилась в нестационарном состоянии и медленно эволюционировала. Измеренные особенности поведения гармоник может быть полезным для описания уравнения состояния вязкоупругой среды при сдвиговых возмущениях.

Для более полного количественного описания и предсказания результатов экспериментов необходимо развитие модели в направлении учета частотных зависимостей модулей упругости. Необходимо развитие адекватной физической количественной модели структуры сильновязкой нефти с учетом уже полученных экспериментальных зависимостей.

Заметим, что представленные здесь результаты медленной эволюции реологического состояния вязкоупругой среды экспериментально можно наблюдать преимущественно неконтактными методами, например, акустическими, предполагающими малую деформацию или малые возмущения исследуемого вещества. В наших опытах деформация среды составляла величину $0.086 \ll 1$ для измерения вязкоупругого модуля сдвига. Деформация менялась до 1,5 при определении нелинейных параметров этой характеристики. Применение методов измерений с меньшей величиной возмущения среды позволит повысить диапазон исследуемых параметров и точность их определения.

Проект выполнен при частичной поддержке РФФИ (проект 14-02-00579)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М.А. Миронов, И.А. Шеломихина, О.М. Зозуля, И.Б. Есипов. Медленная кинетика вязкоупругих свойств нефти при низкочастотных сдвиговых колебаниях, Акуст. журн., 2012. Т.58, №1, с. 132-140.
2. Есипов И.Б., Зозуля О.М., Миронов М.А. «Медленная кинетика нелинейности вязкоупругих свойств нефти при сдвиговых колебаниях» Акуст. журн., 2014. Т.60, №1, с. 166-172*Б.Б.*
3. Бадмаев, О.Р. Будаев, Т.С. Дембелова. Распространение сдвиговых волн в полименрных жидкостях // Акуст. Журн, 1999, Т. 45, №5, С. 610-614.
4. Б.Б. Бадмаев, Б.Б. Дамдинов. Исследование вязкоупругих свойств органических жидкостей акустическим методом //Акуст. Журн. 2001. Т. 47. №4. С. 487 – 489
5. Б.Б. Бадмаев, С.А. Бальжинов, Б.Б. Дамдинов, Т.С. Дембелова. Низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей // Акуст. Журн, 2010, Т. 56, № 5, С. 602-605
6. Гедройц А.А., Зарембо Л.К., Красильников В.А. Сдвиговые волны конечной амплитуды в поли- и монокристаллах металлов. Докл. АН СССР, 1963. Т. 150, С.515-518
7. P. Johnson, A. Sutin. Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids. Journ. Acoust. Soc. Am. 2005, V. 117, No. 1, P. 124 - 130.
8. О.В. Руденко, А.И. Коробов, М.Ю. Изосимова. Нелинейность твердых тел с микро- и наномасштабными дефектами и особенности ее макроскопических проявлений. Акуст. журн. 2010. Т.56. № 2. С.187- 193.
9. О.В. Руденко. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 77-95

назад к содержанию

СЕКЦИЯ – Геоакустика

ГЕОАКУСТИКА: СВЯЗЬ ЗЕМЛИ И КОСМОСА
Николаев А.В. 2

МОНИТОРИНГ СЛАБЫХ ЭНДОГЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ТЕХНОГЕННЫХ ПОМЕХ
Чеботарева И.Я. 4

ОТКЛИК ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ НА АКТИВИЗАЦИЮ ПЛАСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СЕЙСМОАКТИВНОМ РЕГИОНЕ
Марапулец Ю.В., Ларионов И.А., Мищенко М.А., Щербина А.О., Солодчук А.А., Шевцов Б.М. 7

ШУМЫ ЗЕМЛИ И АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО
Шулейкин В.Н. 15

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДЫХ СТРУКТУР НИЖНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ НА УСЛОВИЯ ТРАНСФОРМАЦИИ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
Преснов Д.А., Разин А.В., Собисевич А.Л., Шуруп А.В. 21

О ВЗАИМОСВЯЗИ АКУСТИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД
Куткин Я.О., Вознесенский А.С., Красилов М.Н., Тавостин М.Н., Осипов Ю.В. 29

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КАРБОНАТНОЙ ГОРНОЙ ПОРОДЫ
Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А. 36

МОДЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА И МЕДЛЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ
Лебедев А.В., Островский Л.А. 42

ДИСТАНЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА СОСТОЯНИЯ ГРУНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНФОРМАЦИИ О ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЕ РЭЛЕЯ
Коньков А.И., Лебедев А.В., Манаков С.А. 47

ЭФФЕКТИВНОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛЯ P-SV ВОЛН В ДВУМЕРНОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ МЕТОДОМ ПСЕВДОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПАРАБОЛИЧСКИХ УРАВНЕНИЙ
Авилов К.В., Глазов Ю.Е., Косарев О.И. 54

К ОЦЕНКЕ СИГНАЛОВ ПРИ ГЛУБИННОМ СЕЙСМИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ
Заславский Ю.М. 59

АКУСТОПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ОПРЕДЕЛЕНИЮ УПРУГО-АНИЗОТРОПНЫХ СВОЙСТВ КЕРНА СВЕРХГЛУБОКИХ СКВАЖИН
Горбацевич Ф.Ф., Ковалевский М.В., Тришина О.М. 65

ГЕОАКУСТИКА: СВЯЗЬ ЗЕМЛИ И КОСМОСА

Николаев А. В.

Институт физики Земли им.О.Ю.Шмидта РАН, Москва

E-mail: nikavs1@gmail.com

Влияние Солнца и Луны на земные процессы сейчас не вызывают сомнений: Солнце держит Земли на своей орбите, посылает Земле тепло, свет, интенсивное электромагнитное излучение. Луна движется по своей орбите вокруг Земли, испытывает ее гравитационное влияние и оказывает свое гравитационное влияние на Землю. Движения Солнца и Луны подчиняются законам небесной механики, хорошо изучены и постоянно контролируются. Результатом гравитационного влияния на Землю Солнца и Луны является земной прилив, периодические деформационные колебания, Эти движения осложнены рядом обстоятельств, выраженных в дополнительных колебаний земной оси, они постоянно наблюдаются с Земли и уточняются.

Приливные деформации сопровождаются сейсмической активностью микросейсмической и акустической эмиссией. Эмиссионная активность в целом соответствует нашим общим физическим представлениям о связи процессов релаксации с изменяющимися полями напряжений в оболочках, их изучение не вызывает сомнений в справедливости существующих представлений о физических и механических процессах, управляющих наблюдаемыми явлениями. Вместе с тем наблюдаются эффекты, противоречащие сложившимся представлениям «нормальной науки», далеко выходящие за ее пределы.

Наблюдения А.Л.Чижевского. А.Л.Чижевский был, наверное, первым, кто в 1920-х годах показал, что в земных процессах присутствуют солнечные ритмы. 11-летний ритм солнечной активности проявляется в сейсмической активности и другие, менее четко выраженные, наблюдаются как в процессах неживой, так и живой природы, в исторических событиях. Можно предположить, что, как сейсмическая активность, выраженная в значительных тектонических явлениях, так и активность слабых сейсмоакустических явлений, вариаций фона микросейсм, также следуют этому ритму [1]. Позже, в 1970-х годах, эти ритмы нашел А.Д.Сытинский.

Наблюдения Н.А.Козырева. Н.А.Козырев первый установил параллелизм и взаимообусловленность сейсмических процессов на Земле и на Луне. Хотя свои исследования он основывал на изучении землетрясений и лунотрясений, связи землетрясений с фазами Луны [2]. Эти результаты можно перенести на масштаб явлений малой энергии, микротресков и акустических шумов. Он же предсказывал связь микросейсм с затмениями Солнца и затмениями Луны: затмения Солнца выражены в кратковременном резком, до 20 дБ увеличении интенсивности акустической эмиссии, когда полнота затмения составляет более 90%. Лунные затмения продолжаются гораздо дольше солнечных, и происходят чаще. За 3-4 дня до затмения увеличивается уровень микросейсм и сейсмической эмиссии, эта возросшая интенсивность спадает до нормального невозмущенного фона через 3-4 дня после затмения Луны. Этот эффект наблюдался Институтом геоэкологии РАН в октябре 2006 г. в районе ущелья Боксан, Сев. Кавказ, и в 2008 г. в районе Новосибирска (А.Д.Жигалин).

Наблюдение акустического эффекта от пульсара CP 1133. В 1970 году в районе Мертвого моря (Израиль) на тихой сейсмостанции непрерывно, в течение года, цифровой станцией регистрировались вертикальная компонента микросейсмы в полосе 1-2 Гц. Спектральным анализом записи выявлен узкий пик на частоте 1,667 Гц, соответствующей пульсару CP 1133. В 1972 году в журнале «Nature» была опубликована статья астрономов Медоу и Садеха о регистрации сейсмического сигнала от пульсара CP11 33 [4]. Авторам удалось выделить этот сигнал с превышением над фоном по крайней мере 40 дБ. Установлены его вариации, связанные с характерными точками эфемерид, пересечение пульсаром линии дневного горизонта, верхнего и нижнего стояния. Ряд сейсмологов безуспешно пытались повторить этот эксперимент,

результат которого проявил «мерцательный» характер. Международное сообщество дружно отвергло результат.

Связь сейсмичности с эфимеридами планет. Грузинские ученые исследовали связь эфемерид планет Солнечной системы с сейсмичностью сильных землетрясений Кавказа за 1985—1995 г.г., всего около 1000 землетрясений с магнитудами более 2,5 (представительная магнитуда по Кавказу). Они обнаружили ряд четко выраженных закономерностей, влияние Марса и Юпитера и Сатурна на сейсмичность Кавказа [3]. А.Я.Ледзиныш получил похожий результат о влиянии эфемерид некоторых планет на сейсмичность Камчатки; кратковременный рост уровня сигнала, видимо, связанного с микросейсмами, в моменты пересечения Солнцем и Луной линии земного горизонта, Лездиныш использовал методы анализа, развитые в астрологии. Свой алгоритм, в общем схожий с тем, что применяли грузинские геофизики, Лездиныш успешно использовал для прогноза землетрясений, Камчатки. Сравнительный анализ эффективности различных методов показал преимущество астрологического прогноза. Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, где был получен результат, решил о нем не объявлять, чтобы не прослыть «лжеученым». С.А.Васильев и Н.А.Татариду [5] повторили эту работу на базе Всемирного каталога землетрясений, магнитуда которых больше 5,5, Убедительно подтверждена справедливость результата и показан его локальный характер, наибольшее влияние на сейсмичность оказывают Марс, Юпитер и Сатурн, причем влияние Марса превосходит влияние Солнца.

В.Н. Смирновым (МИФИ) сделан детектор сигналов с использованием специального гироскопа на магнитной подвеске, которым он зарегистрировал изменения скорости вращения под воздействием Солнца, Луны, планет Солнечной системы на восходах, заходах и в кульминациях планет, продолжительность аномалий около 10 мин.

Зубовыми обнаружены изменения структуры вещества под воздействием планет Солнца, Луны, ближних звезд и далеких галактик во время их верхних кульминаций, и немного во время их восходов-заходов [6].

Сейчас накоплено множество фактов – научных парадоксов, разрешить которые способны только нетрадиционные методы, выходящие за пределы сегодняшнего научного мировоззрения. Рассмотрение некоторых из них, полученных наземными наблюдениями, свидетельствует о глубоких космо-земных связях. Эти факты показывают, что Земля – это уникальный научный прибор, свойства которого почти не исследованы. Косвенные свидетельства указывают на связь Космоса с Землей, с сейсмичностью, с изменением под влиянием Космоса характера физических процессов и состояния горных пород, сталь быть, и акустической активности. Акустическая активность – это мощный инструмент космических исследований с Земли, который нам еще предстоит изучить и оценить.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь //М.: Мысль, 366 с.
2. Козырев Н.А.О связи тектонических процессов Земли и Луны //Л. Изд .ЛГУ. 1981. с.179-190.
3. Киладзе Р.И., Качахидзе М.К., Качахидзе Н.К., Кухнанидзе В.Д.,Рамишвили Г.Т. Поиск возможных связей между сильными землетрясениями и астрономическими явлениями на примере сейсмоактивного района Кавказа. //Вулканология и сейсмология. 2005, №3, май-июнь. с 78-84.
4. Sadech D., Meidav M. Periodicities in seismic response caused by Pulsar CP 1133 //Nature.1972. Vol. 240, №17. P.136-138.
5. Васильев С.А., Татариду Н.П. Фактические данные о влиянии небесных тел на сейсмическую активность. //Applied Physics Researches. 2011. 5(1), p. 31-50.
6. Zubow, K.Zubow, A.V., Zubow, V.A. Experimental Methods for the Determination of the Super Light Velocities of the Gravitation. Structure and Properties of Gravitation Waves. //Nature. 1912. *Horizons in World Physics*, Editor A. Reimer, NY, vol. 277, p.112-117.

МОНИТОРИНГ СЛАБЫХ ЭНДОГЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ТЕХНОГЕННЫХ ПОМЕХ

Чеботарева И. Я.

)Институт проблем нефти и газа РАН

E-mail: irinache@inbox.ru

Ранее были разработаны и успешно опробованы для исследований на эксплуатируемых нефтяных месторождениях алгоритмы эмиссионной сейсмической томографии. Интенсивные источники техногенного излучения создают экранирующий эффект, препятствующий мониторингу слабых эндогенных источников, связанных с процессом массопереноса флюида и реакцией среды на изменение напряженно-деформированного состояния. Специальные методы пространственной фильтрации позволяют снимать экранирующий эффект техногенных помех и визуализировать слабые эндогенные источники, что демонстрируют результаты численного моделирования и пример с подавлением сигнала от шумящей скважины.

Методы пространственной фильтрации в силу своих особенностей чувствительны к плотности системы наблюдений и при неблагоприятных условиях могут потерять работоспособность. С подобной ситуацией мы столкнулись при проведении работ на геофизическом полигоне, который расположен на удалении от явных источников помех, но в регионе с интенсивной индустриальной деятельностью. Сигналы даже от удаленных техногенных источников создавали экранирующий эффект в виде ярких артефактов на изображениях среды под территорией полигона. В частности, при некоторых азимутах на источник помех четко просматривалось изображение оврага на поверхности как результат рассеяния техногенного излучения.

С помощью численного моделирования показано, как можно для исправления ситуации модернизировать уже существующую на геодинамическом полигоне систему наблюдений. Оказалось, что небольшое увеличение числа точек регистрации при правильной расстановке способно полностью восстанавливить работоспособность фильтрационных алгоритмов.

Метод эмиссионной сейсмической томографии был первоначально разработан для сейсмологических исследований [1-3]. В процессе его адаптации к исследованию процессов, протекающих на территории разрабатываемых месторождений углеводородов, выявилось наличие серьезной проблемы: полоса частот техногенных помех перекрывает полосу частот полезного сигнала и превышает его по интенсивности. Техногенные помехи являются пространственно коррелированными, и при использовании ординарного алгоритма визуализации видны только более мощные техногенные источники. Они создают экранирующий эффект, препятствующий мониторингу слабых эндогенных источников, связанных с процессом массопереноса флюида и реакцией среды на изменение напряженно-деформированного состояния.

Для решения проблемы устранения влияния пространственно-коррелированной техногенной помехи были разработаны новые и адаптированы известные в сейсмологии методы пространственной многоканальной фильтрации [4-6]. На рис.1 приведены результаты численного моделирования с использованием одного из таких методов. Физический смысл данного фильтра состоит в том, что он выставляет нули диаграммы направленности в соответствии с максимумами пространственной корреляцией помехи. Если имеется возможность получить записи "чистой помехи", то данный фильтр работает как оптимальный, позволяя легко и полностью подавить влияние интенсивной помехи, существенно превышающей по мощности полезный сигнал, рис.1б. При полевых исследованиях обычно невозможно получить запись "чистой помехи", регистрируемая запись является смесью полезного сигнала и помехи. Замечательным свойством используемого фильтра является то, что он допускает адаптацию по смеси помехи и полезного сигнала. При этом явно не используется информация о спектрах излучения и координатах источников, а подавляется наиболее сильный сигнал. Необходимо отметить, что в последнем случае эффективность

фильтрации сильно зависит от ряда параметров и может оказаться менее эффективной, чем при адаптации по чистому шуму. При использованных параметрах численного моделирования, например, сильный сигнал подавляется не полностью, но ослабляется до уровня полезных сигналов, рис.1в.

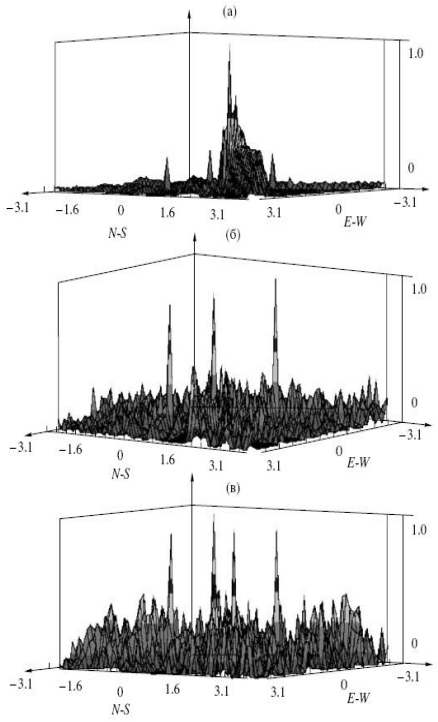
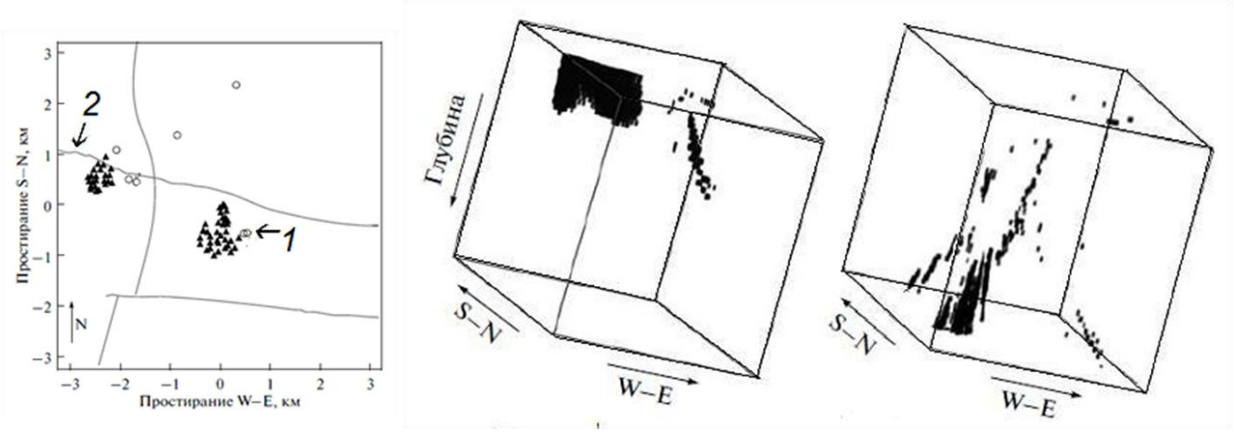


Рис. 1. Численное моделирование, (а)- изображение с использованием ординарного алгоритма: 4 источника шумоподобного сигнала расположенных на поверхности, мощность одного из источников в четыре раза более мощности трех остальных, (б),(в) - сейсмоэмиссионное изображение с использованием оптимальной адаптивной групповой фильтрации при адаптации фильтра (б) - по "чистому" сигналу подавляемого наиболее мощного источника, (в) – по суммарному волновому полю, создаваемому всеми четырьмя источниками с соотношением мощностей как на рис.1а.



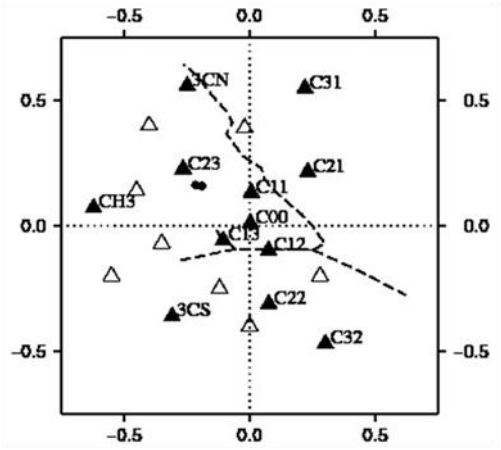
(а) (б) (в)

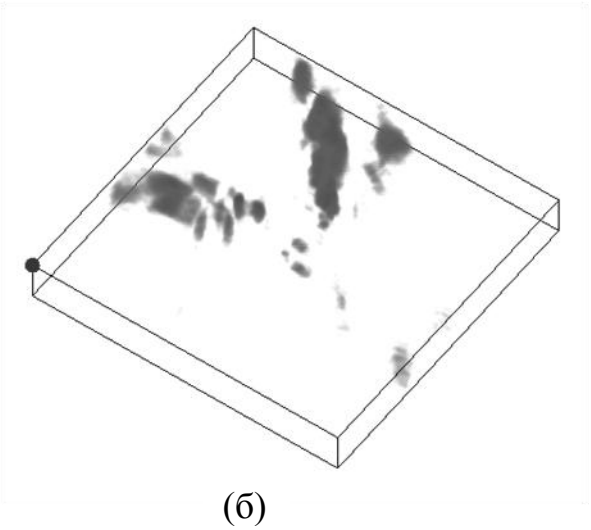
Рис.2. Результаты полевых исследований. (а) - Схема площадки наблюдений: треугольники - положение сейсмоприемников, кружки – пробуренные скважины, сплошные линии – тектонические разломы, 1 -локализация источника техногенной помехи, 2 - разлом, западная часть которого проявилась как область интенсивного рассеяния техногенного излучения. (б) – Изображение среды, полученное с помощью ординарного алгоритма. (в) – Результат использования адаптивной пространственной фильтрации с целью подавления техногенного излучения.

Рис.2 иллюстрирует эффективность применения этого вида пространственной адаптивной фильтрации на разрабатываемом нефтяном месторождении. При использовании ординарного алгоритма на изображении визуализируются источники техногенной помехи. связанные с шумящей добычной скважиной, рис.2(б). Правый источник расположен в районе скважины и является активным. Левый протяженный источник - вторичный, он совпадает по положению с участком разлома и является результатом рассеяния сигнала от шумящей скважины. Эти два ярких источника

доминируют в изображении и экранируют более слабые глубинные эмиссионные источники. Применение пространственной фильтрации позволяет полностью устранить техногенную экранировку. На рис.2(в) изображения техногенных источников исчезают и проявляются другие области эндогенного эмиссионного излучения.

Устойчивость используемых методов пространственной фильтрации относительно различных параметров еще недостаточно исследована. В частности, методы пространственной фильтрации в силу своих особенностей чувствительны к плотности системы наблюдений и при неблагоприятных условиях могут потерять работоспособность. С подобной ситуацией мы столкнулись при проведении работ на геофизическом полигоне, который расположен на удалении от явных источников помех, но в регионе с интенсивной индустриальной деятельностью. Сигналы, даже от удаленных техногенных источников, создавали экранирующий эффект в виде ярких артефактов на изображениях среды по территориии полигона. В частности, при некоторых азимутах на источник помех четко просматривалось изображение оврага на поверхности как результат рассеяния техногенного излучения, рис.3(б).





(б)

Рис.3. (а) - Схема существующей системы регистрации на территории геофизического полигона, дополненная рекомендованной растановкой датчиков, рассчитанной численным моделированием для улучшения работоспособности приемной группы; залитые треугольники - функционирующие сейсмоприемники; залитые кружки - положение новой пробуренной и ранее сущесовасшей измерительной скважины; штриховая кривая -водоток по дну оврага; пустые треугольники - положение сейсмоприемников рекомендованного расширения системы наблюдений.(б)- Видимая область рассеяния коррелированна с положением оврага, показанного на схеме рис.3(а). Границы горизонтальных проекций на рис.3(а) и рис.3(б) совпадают.

С помощью численного моделирования показано, как можно для исправления ситуации модернизировать уже существующую на геодинамическом полигоне систему наблюдений. Оказалось, что небольшое увеличение числа точек регистрации при правильной расстановке способно полностью восстановить работоспособность фильтрационных алгоритмов. На рис. 3(а) приведены геометрии существующей и рекомендованной дополненной системы регистрации. Как видно из рис.4(а2), применение пространственной адаптивной фильтрации при существующей геометрии приемной группы не позволяет устранить артефакты, связанные с наличием удаленной техногенной помехи и выявить слабый источник полезного сигала. Добавление всего 8 дополнительных точек регистрации при условии правильной их расстановке в корне меняет результат. Как видно из рис.4(б2) влияние техногенной помехи полностью устранено, что позволило четко выделить слабый техногенный источник.

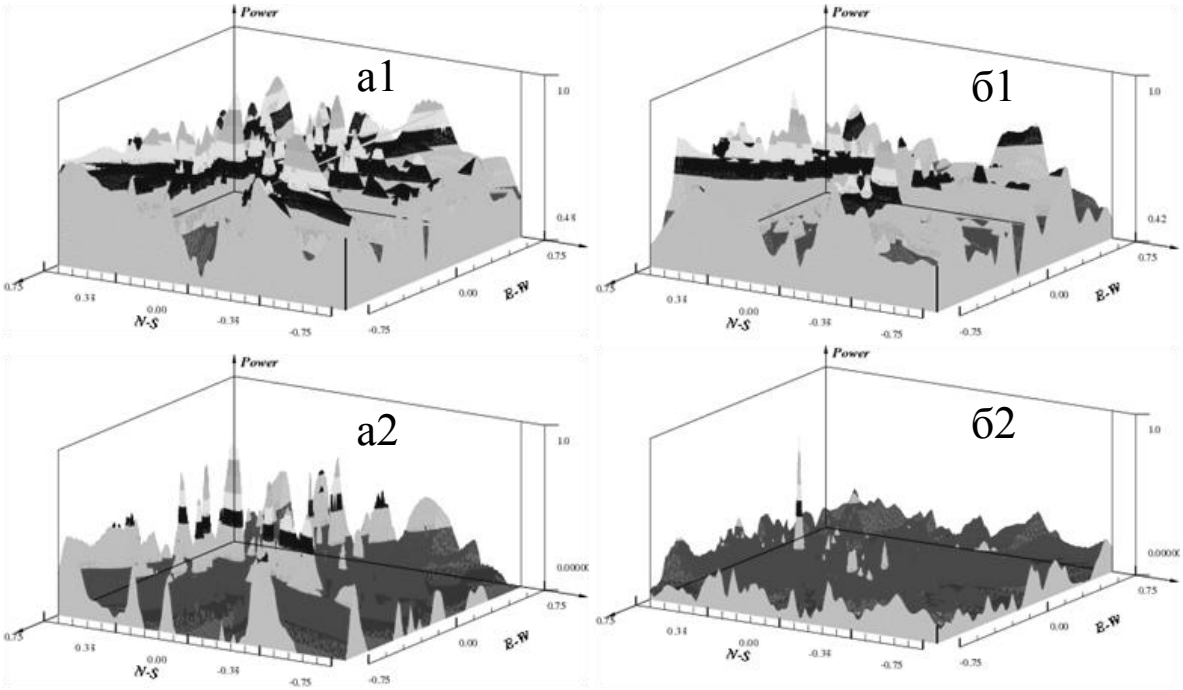


Рис.4. Результаты численного моделирования работоспособности алгоритмов подавления техногенной пространственно когерентной помехи для (а)-существующей, (б) -рекомендованной геометрии сейсмических групп. Модельное волновое поле представлено наложением сигнала от точечного источника (полезный сигнал), расположенного на территории группы, с небольшим диффузным шумом, и сигналами от двух удаленных источников (когерентная помеха), расположенных в северном и западном направлениях от группы; (а1), (б1) - расчет изображения с использованием ординарного алгоритма, (а2), (б2) - результат использования алгоритма с пространственной адаптивной фильтрацией для подавления интенсивной когерентной помехи.

Работа выполнена при частичном финансировании по научному проекту РФФИ №13-05-00374 "Исследование механизмов возбуждения сейсмической и акустической активности флюидонасыщенной среды под внешним воздействием".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николаев А.В. ,Троицкий П.А., Чеботарева И.Я. Авт. свидетельство Госкомизобретений СССР №1000962. - 1982.
2. Чеботарева И.Я., Николаев А.В. Исследование неоднородностей земной коры кода-волнами землнтрясений// ДАН. - 1999. - Т.364. - №6. - С.816-820.
3. Tchebotareva I.I., Nikolaev A.V., Sato H. Seismic Emission Activity of Earth's Crust in Northern Kanto, Japan//PEPI. - 2000. - V.120. - №3.- P.167-182.
4. Чеботарева И.Я., Кушнир А.Ф., Рожков М.В. Устранение интенсивной помехи при пассивном мониторинге месторождений углеводородов методом эмиссионной томографии. //Физика Земли. - 2008. - №12. - С.65-82.
5. Чеботарева И.Я. Новые алгоритмы эмиссионной томографии для пассивного сейсмического мониторинга разрабатываемых месторождений углеводородов. Часть I: Алгоритмы обработки и численное моделирование//Физика Земли. -2010а.- №3. -С.7-19.
6. Чеботарева И.Я. Новые алгоритмы эмиссионной томографии для пассивного сейсмического мониторингаразрабатываемых месторождений углеводородов. Часть II: Результат обработки реальных данных // Физика Земли. - 2010б. - №3. - С.20-36.

ОТКЛИК ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ НА АКТИВИЗАЦИЮ ПЛАСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

В СЕЙСМОАКТИВНОМ РЕГИОНЕ

Марапулец Ю. В., Ларионов И. А., Мищенко М. А., Щербина А. О., Солодчук А. А., Шевцов Б. М.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, с.Паратунка, Камчатский край

E-mail: marpl@ikir.ru

Излагаются результаты исследований геоакустической эмиссии, которые, начиная с 1999 г. проводятся в сейсмоактивном регионе на полуострове Камчатка. Особенностью экспериментов является использование для регистрации эмиссии широкополосных пьезокерамических гидрофонов, установленных в воде у дна природных и искусственных водоемов. Применение приемников такого типа позволило, по сравнению со стандартными геофонами, расширить частотный диапазон регистрации до 0.1 Гц – 11 кГц. В ходе исследований выявлена связь между активизацией деформационных процессов в приповерхностных осадочных породах и высокочастотными аномалиями в геоакустических сигналах. Наиболее ярко она проявляется на заключительной стадии подготовки землетрясений.

Акустическая эмиссия в твердых телах представляет собой упругие колебания, возникающие в результате дислокационных изменений в среде. Характеристики возбуждаемого при этом импульсного излучения непосредственно связаны с особенностями пластических процессов, чем и обусловлен интерес к исследованиям эмиссии с целью развития методов акустической диагностики сред. Наиболее распространены инфра- и ультразвуковой диапазоны частот. Первый предназначен для изучения сейсмического процесса, второй – прочности материалов. Исследования на Камчатке показали эффективность применения акустических методов диагностирования пластических процессов в природных средах на масштабах, соответствующих длинам волн звуковых колебаний [1]. Особенностью экспериментов является использование для регистрации геоакустической эмиссии широкополосных пьезокерамических гидрофонов, установленных в воде у дна природных и искусственных водоемов. Применение приемников такого типа позволяет по сравнению со стандартными геофонами изменить верхнюю границу частотного диапазона с 1 до 11 - 20 кГц в зависимости от характеристик гидрофона.

На рис. 1 показана примерная схема акустического эксперимента. Генерация эмиссии происходит в приповерхностных осадочных породах, а регистрация сигнала осуществляется в жидкой среде у дна водоема.

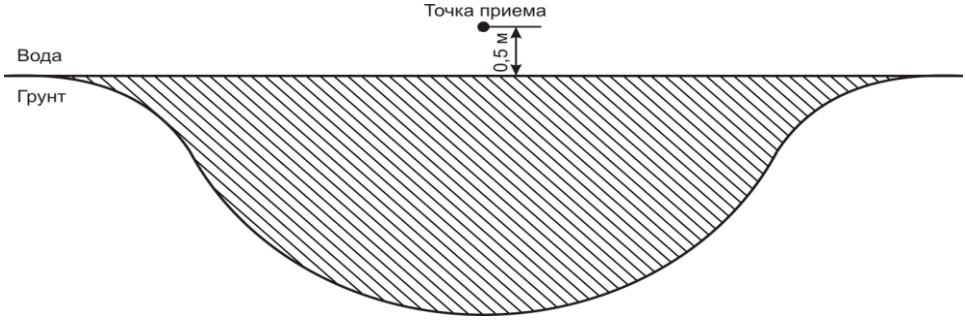


Рис. 1. Схема наблюдения геоакустической эмиссии. Приведено вертикальное сечение через точку установки приемника. Штриховкой отмечена область, из которой может осуществляться прием сигнала.

При переходе из твердой среды в воду могут распространяться только продольные колебания, так как в жидкости поперечные колебания отсутствуют. Это можно использовать для селекции поляризации звуковых волн, распространяющихся в твердых средах [2]. На границе раздела двух сред возникает рефракция. Коэффициент преломления при переходе продольных колебаний из осадочных пород в воду составляет, примерно, 1.2 – 1.7. С учетом небольших расстояний распространения сигналов (ниже приведена оценка) эффектами рефракции можно пренебречь.

Сбор информации производится на персональный компьютер в стандартном формате звуковых данных типа «wave». Одновременно с регистрацией широкополосного сигнала осуществляется цифровая фильтрация в семи частотных поддиапазонах: 0.1 – 10, 30 – 60, 70 – 200, 200 – 600, 600 – 2000, 2000 – 6500, 6500 – 20000 Гц с последующим детектированием, интегрированием и синхронной записью отчетов с частотой 1 Гц по каждому из 4 каналов, различающихся пространственной ориентацией гидрофонов. Такие измерительные системы установлены на трех станциях ИКИР ДВО РАН: базовой обсерватории «Паратунка» и удаленных от нее на 20 км и 4 км, соответственно, станциях «Карымшина» и «Микижа». Для исследования пространственной структуры геоакустической эмиссии с 2004 г. на станции «Микижа» в озере на глубине около 5 метров была установлена приемная система на базе 4-х компонентного комбинированного приемника (КП), разработанного в ЗАО «Геоакустика» при ФГУП ВНИИФТРИ. Приемник позволяет одновременно регистрировать акустическое давление и три взаимно ортогональные проекции его градиента в диапазоне частот 5 – 11000 Гц [3, 4] и, соответственно, реализовывать алгоритмы векторно-фазовых методов для определения направления прихода энергии акустической волны и анализа характера движения частиц среды в ней [5]. Создан аппаратно - программный комплекс, позволяющий автоматически выделять в потоке данных геоакустические сигналы и определять направление на их источник [6]. Одновременно с записью геоакустического сигнала регистрируются метеорологические величины: атмосферное давление, температура воздуха, его относительная влажность, скорость ветра и интенсивность осадков. Все станции охвачены системой связи по радиомодемам и синхронизации времени с использованием приемников GPS.

Анализ геоакустического сигнала (рис.2) показывает, что он состоит из серии релаксационных колебаний (импульсов) различной амплитуды и длительности, с ударным возбуждением и частотой заполнения от сотен герц до десятков килогерц.

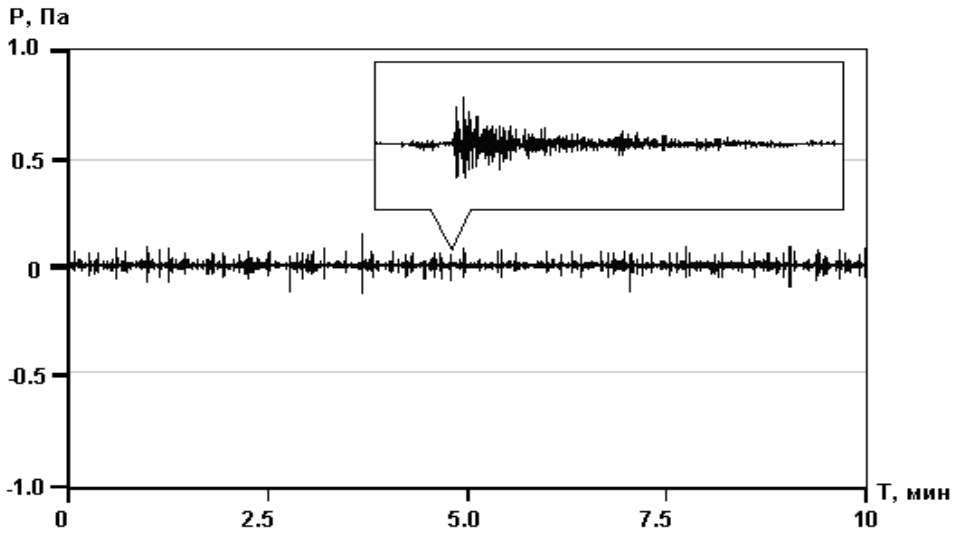


Рис. 2. Фрагмент записи геоакустической эмиссии (на выноске одиночный импульс из этого фрагмента), P – акустическое давление.

Частота следования импульсов определяется деформациями пород и может меняться в широких пределах – от одиночных сигналов на временном интервале несколько секунд в спокойный период (рис.2) до десятков и даже сотен в секунду в моменты активизации пластического процесса, в том числе и перед землетрясениями (рис.3) [6]. Поскольку прочность пород по отношению к касательным напряжениям меньше, чем к сжатию, основными источниками эмиссии будут сдвиговые [6]. Для наблюдаемого времени затухания импульсов 0.01 – 0.015 с и скорости продольных колебаний в осадочных породах V_p ≈ 1.8 – 2.5 км/с [7] пространственный масштаб сигнала, как произведение этих величин, составит 18 – 37 м. Коэффициент ослабления амплитуды в *e* раз равен при этом 230 – 480 дБ/км, что характерно для осадочных пород [8]. При сильном затухании, что соответствует нашему случаю, пространственный масштаб сопоставим с длиной ослабления сигнала, а она в свою очередь, сравнима с расстоянием до источника [9]. Таким образом, в случае сильного затухания, которое имеет место в осадочных породах, по длительности сигнала можно определить расстояние до его источника. Считая источники сдвиговыми, для оценки их длины можно воспользоваться формулой Дж.Бруна [10] $l = 2.34V_p / 2\pi f$. С учетом того, что основной диапазон регистрации геоакустических импульсов *f* = 0.6 – 11 кГц, имеем *l* ≈ 0.06 – 1.7 м. В [11] показано, что в экспериментах на образцах геоматериалов формула Дж.Бруна на порядок увеличивает фактический размер источника. Более точный результат дает формула А.Г.Москвиной [12], но она учитывает значения не только продольных, но и поперечных скоростей упругих волн, получить которые для осадочных пород достаточно сложно. В [13] показано, что для хрупких материалов (консолидированных горных пород) источники сантиметровых размеров возбуждают сигналы акустической эмиссии с характерными частотами десятки кГц. С учетом всего этого, можно считать, что наблюдаемые в экспериментах акустические сигналы создаются сдвиговыми источниками длиной единицы – десятки сантиметров, расположенными на расстоянии до первых десятков метров от приемника.

В периоды активизации пластического процесса, которая может быть связана с ослаблением пород в точке наблюдений или с возникновением удаленного источника напряжений [14, 15], наблюдается увеличение, как амплитуды импульсов, так и их количества в единицу времени. В качестве примера рассмотрим акустические сигналы, зарегистрированные 23-24 ноября 2006 года. На рис. 3 представлен 10 минутный фрагмент записи сигнала.

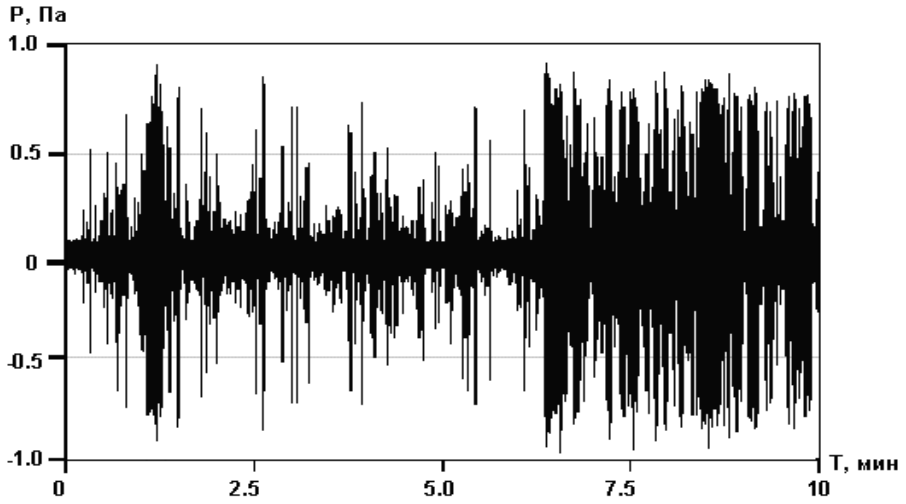


Рис. 3. Фрагмент записи сигнала 23.11.2006 г, P – акустическое давление.

Аномалия продолжалась в течение 3 часов с 23.00 UT 23 ноября, а в 14:57 UT 24.11.2006 г. на эпицентральном расстоянии 200 км произошло землетрясение с энергетическим классом К = 11.9. Координаты гипоцентра 51.21°N, 157.8°E, глубина 142 км (здесь и далее в тексте приведены оперативные данные по землетрясениям Камчатского филиала ГС РАН, для энергетической классификации землетрясений использовались классы К по шкале С.А.Федотова [16], связь К с магнитудой M_{LH} определяется формулой M_{LH}=(К–4.6)/1.5).

Аномалии геоакустической эмиссии в диапазоне частот от сотен герц до десятков килогерц, длящиеся от десятка минут до нескольких часов за 1 – 3 суток перед сильными землетрясениями на расстояниях первых сотен километров от эпицентра, на Камчатке наблюдаются достаточно часто. Статистика их регистрации в период 2003 – 2012 гг. на станции «Микижа» во время работы комплекса в условиях хорошей погоды следующая:

- 42 из 69 (60.9%) землетрясений с энергетическим классом $11.0 < K \leq 12.0$ на эпицентральном расстоянии до 300 км, предварялись аномалиями геоакустической эмиссии в интервале до 2.5 суток;
- 28 из 38 (73.7%) землетрясений с энергетическим классом $K > 12.0$ на эпицентральном расстоянии до 400 км, предварялись аномалиями геоакустической эмиссии в интервале до 2.5 суток;
- 255 из 693 (36.8%) аномалий геоакустической эмиссии в условиях хорошей погоды предшествовало землетрясениям с энергетическими классами не ниже 9.0.

Согласно последнему выводу, получается, что ложные (с точки зрения предвестников землетрясений) аномалии составляют 63%. Сколько из них соответствует аномалиям, возникшим в результате ослабления (проскальзывания) пород в месте наблюдений, а сколько – медленным удаленным землетрясениям (крипу), оценить очень сложно, ведь природа их формирования одинакова. Процент ложных аномалий представляет интерес для понимания особенностей пластических процессов в природных средах и физики землетрясений. Например, если с помощью геоакустических аномалий строить прогноз землетрясений, то две трети тревог будут ложными. А если учесть, что деформационные процессы лежат в основе формирования предвестников различной природы, то тот же вывод можно сделать и в отношении всех этих методов прогноза землетрясений [2].

Для выявления связи аномалий геоакустической эмиссии с динамикой пластического процесса в 2005 году на станции «Карымшина» с удалением 50 м от акустической системы на обсадных трубах двух пятиметровых сухих скважин, разнесенных на 18 м, был установлен по схеме интерферометра Майкельсона лазерный деформограф неравноплечего типа, разработанный в ТОИ ДВО РАН [17]. На одной из скважин размещен укрытый боксом интерференционный узел с частотно-стабилизированным гелий-неоновым лазером, а на другой – защищенный контейнером уголковый отражатель. Лазерный луч интерферометра проходит между боксом и контейнером по световоду, собранному из стальных труб, обмотанных утеплителем для уменьшения внешнего термического воздействия. Измерительное плечо интерферометра ориентировано на юго-восток, перпендикулярно разлому в зоне субдукции.

Нестабильность частоты лазера за сутки не хуже 2×10^{-9}, длина волны излучения – 0.63 мкм, частота измерений – 860 Гц. При четырнадцати разрядном АЦП с числом отсчетов 16384 чувствительность деформографа получается примерно $4\cdot10^{-11}$ м, а точность измерения относительных деформаций при этом будет около $2\cdot10^{-12}$ [17, 18]. Разумеется, что при установке деформографа на поверхности земли, без специального укрытия и откачки воздуха в световодах такая точность измерений не может быть реализована. С учетом влияния вибраций и метеоусловий в точке наблюдений точность измерения относительных деформаций пород ε составляла примерно 10^{-8}. Для анализа динамики деформаций использовались первые разности,

вычисленные по усредненным на секундном интервале соседним значениям ε. Они принимались в качестве оценки скорости деформации пород $\dot{\varepsilon}$.

Результаты совместных исследований геоакустической эмиссии и деформаций показали, что аномалии эмиссии наблюдаются при значительном увеличении скорости деформирования, как при сжатии (рис. 4), так и при растяжении приповерхностных пород (рис. 5). При сопоставлении графиков эмиссии и деформаций видно, что геоакустические возмущения возникают во время многочисленных подвижек приповерхностных пород различной амплитуды, так называемых проскальзываний [18].

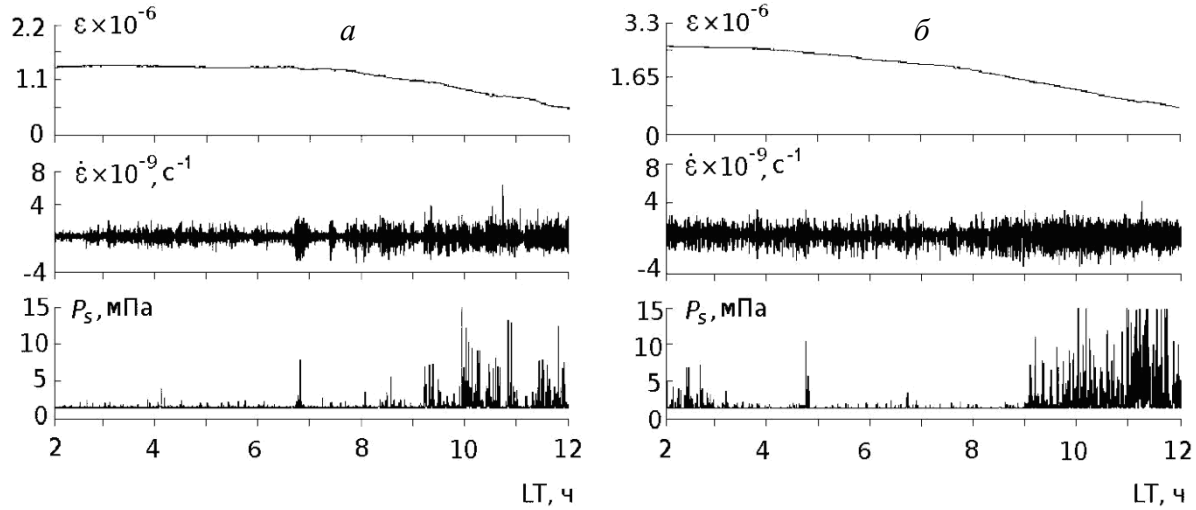


Рис. 4. Примеры аномалий геоакустической эмиссии при сжатии приповерхностных пород 15 (а) и 18 (б) октября 2009 г.; ε – относительная деформация пород, $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформирования, P_S – суммарное за 4 секунды акустическое давление в диапазоне частот 0.6–2.0 кГц.

Наиболее ярко эта зависимость наблюдается около 7 часов 15 октября (рис. 4, а) и в 18 - 19 часов 16 октября (рис. 5, б), где отдельным всплескам увеличения скорости деформирования соответствует резкое увеличение амплитуды геоакустической эмиссии. Относительные деформации отдельных подвижек невелики, даже при сравнительно большой амплитуде они составляют не больше 10^{-8} (рис. 4, рис. 5).

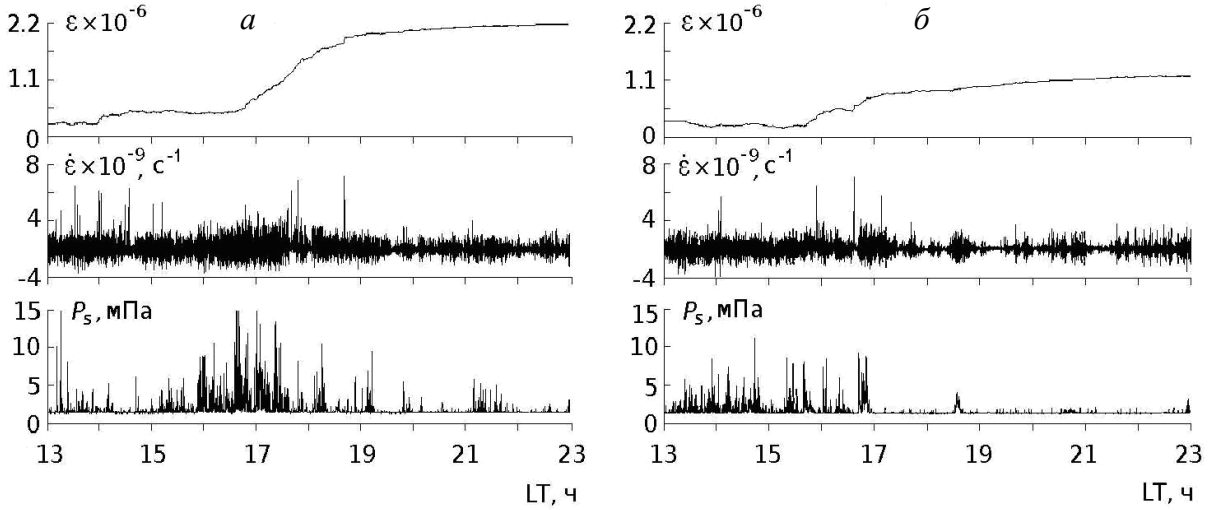


Рис. 5. Примеры аномалий геоакустической эмиссии при растяжении приповерхностных пород 14 (а) и 16 (б) октября 2009 г.; ε – относительная деформация пород, $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформирования, P_S – суммарное за 4 секунды акустическое давление в диапазоне частот 0.6–2.0 кГц.

Данные, приведенные на рис. 4, рис. 5 получены в сейсмически спокойные периоды, когда на расстояниях до 250 км не регистрировались землетрясения с энергетическим классом > 10. Наиболее сильно влияние деформаций на поведение геоакустической эмиссии проявляется на заключительной стадии подготовки землетрясений [18]. На рис. 6 приведен пример одновременной аномалии геоакустической эмиссии и деформаций пород, зарегистрированной 1 мая 2007 г. за 25 часов до землетрясения с энергетическим классом 12.1, произошедшим 2 мая 2007 г. в 12:00 UT на эпицентральном расстоянии 154 км. Координаты гипоцентра 52.44°N, 160.33°E, глубина 12 км.

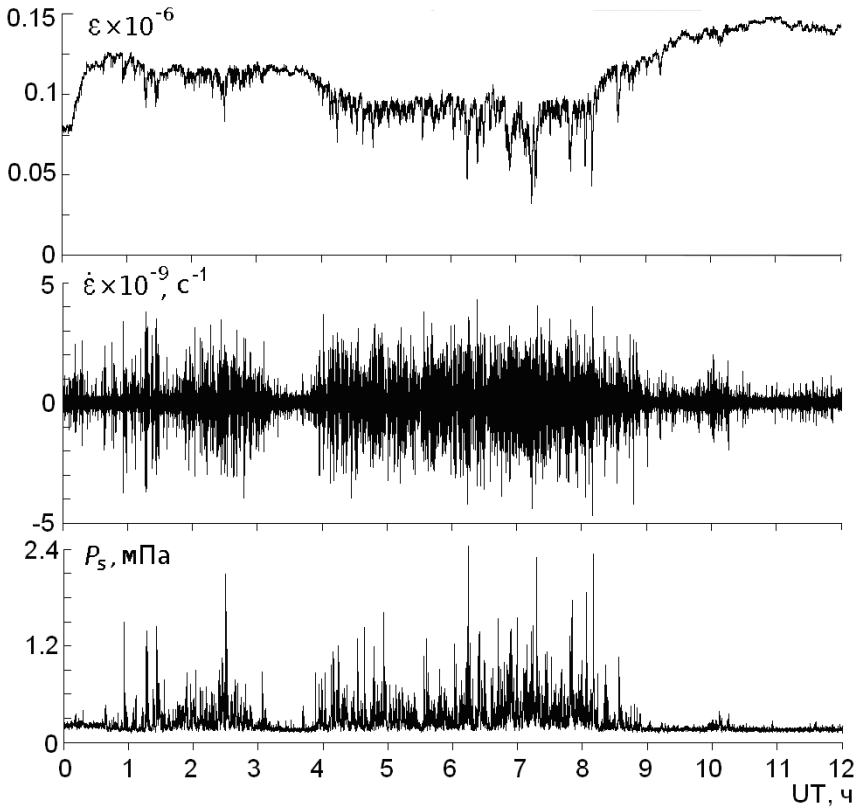


Рис. 6. Пример одновременной аномалии геоакустической эмиссии и деформаций пород перед землетрясением, произошедшим 2 мая 2007 г. в 12:00 UT; ε *- относительная деформация пород,* ε̇ *- скорость деформирования,* P_S *- суммарное за 4 секунды акустическое давление в диапазоне частот 2.0 – 6.5 кГц.*

Из рис. 6 видно, что в период с 1 до 9 часов наблюдаются достаточно резкие сжатия пород с последующими сбросами длительностью 1 - 5 минут, которые сопровождаются увеличением скорости деформирования и одновременным повышением уровня эмиссии в килогерцовом диапазоне частот. Амплитуда сжатий достигала 0.25 мкм, а скорость деформирования увеличилась до 10^{-8} $с^{-1}$.

Из анализа полученных результатов можно сделать вывод, что аномалии геоакустической эмиссии в виде резкого повышения уровня в частотном диапазоне сотен герц – первых десятков килогерц, продолжающиеся от десятков минут до нескольких часов, возникают при активизации пластических процессов в области наблюдений. В эти периоды повышается скорость деформирования и появляются проскальзывания в породах, что приводит к генерации эмиссии повышенной интенсивности. Наиболее ярко такие эффекты наблюдаются на заключительной стадии подготовки землетрясений. Учитывая это, геоакустическую эмиссию в килогерцовом диапазоне частот можно считать достаточно эффективным индикатором активизации пластических процессов в пункте наблюдения.

Исследования выполнены в рамках Комплексной программы фундаментальных исследований Дальневосточного отделения РАН "ДАЛЬНИЙ ВОСТОК", проекты 3.2.34. «Развитие векторно-фазовых методов акустической диагностики мезомасштабных пластических процессов в природных средах» и 14.104. «Исследование отклика атмосферного электрического поля и высокочастотной геоакустической эмиссии на деформации приповерхностных пород»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Купцов А.В., Ларионов И.А., Шевцов Б.М. Особенности геоакустической эмиссии при подготовке камчатских землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2005. № 5. С. 45-58.
2. Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М. Мезомасштабная акустическая эмиссия. Владивосток: Дальнаука, 2012. 126 с.
3. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Купцов А.В. и др. Геоакустическая локация областей подготовки землетрясений // Доклады АН. 2006. Т.407. №5. С. 669-672.
4. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Краснописцев Н.В. и др. Об особенностях векторно-фазовой структуры поля высокочастотных геоакустических предвестников землетрясений // Акустический журнал. 2008. № 54. С. 97-109.
5. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит. 2007. 560 с.
6. Шевцов Б.М., Марапулец Ю.В., Щербина А.О. О направленности приповерхностной высокочастотной геоакустической эмиссии в периоды деформационных возмущений // Доклады АН. 2010. Т. 430. № 1. С. 119-122.
7. Аносов Г.И., Биккенина С.К., Попов А.А. и др. Глубинное сейсмическое зондирование Камчатки. М.: Наука, 1978. 130 с.
8. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография / пер. с англ. М.: Мир, 1980. 580 с.
9. Виноградов С.Д., Кузнецова К.И., Москвина А.Г. и др. Физическая природа разрыва и излучение сейсмических волн // Физические процессы в очагах землетрясений. М.: Наука, 1980. С. 129-140.
10. Brune J. Tectonic stress and spectra of seismic chear waves from earthquakes // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. N. 26. P. 4997-5009.
11. Виноградов С.Д. Акустический метод в исследованиях по физике землетрясений. М.: Наука, 1989. 177 с.
12. Москвина А.Г. Поле смещений упругих волн, создаваемых расширяющейся дислокацией // Изв. АН СССР. Физика Земли. № 6. 1969. С. 3-10.
13. Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 313 с.
14. Лукк А. А., Дещеревский А. В., Сидорин А. Я. и др. Вариации геофизических полей как проявление детерминированного хаоса во фрактальной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 210 с.
15. Водинчар Г.М., Пережогин А.С., Сагитова Р.Н. и др. Моделирование зон геоакустической эмиссии // Математическое моделирование. 2007. Т. 19. № 11. С. 59-63.
16. Федотов С. А. Энергетическая классификация Курило-Камчатских землетрясений и проблема магнитуд. М.: Наука, 1972. 116 с.
17. Долгих Г. И., Валентин Д. И., Ковалев С. Н. и др. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентации в геофизических исследованиях переходных зон // Физика Земли. 2002. № 8. С. 69–73.
18. Долгих Г. И., Купцов А. В., Ларионов И. А. и др. Деформационные и акустические предвестники землетрясений. // Доклады академии наук. 2007. Т. 413. № 1. С. 96–100.

ШУМЫ ЗЕМЛИ И АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Шулейкин В.Н.

Институт проблем нефти и газа РАН, ИПНГ РАН, Москва

E-mail: (shvn1947@yandex.ru)

Аннотация. В ходе комплексных наблюдений акустических шумов в диапазоне 1-10кГц и атмосферного электрического поля - АЭП Камчатские исследователи зафиксировали спад поля со сменой знака после увеличения уровня шумов на порядки.

По мере удаления от источника техногенных сейсмических шумов – маневровые железнодорожные пути, - наблюдался уверенный рост АЭП на величину ~ 200В/м. У железной дороги колебания ощущались «ногами», т.е. имели амплитуду до десятых долей миллиметра. При регистрации полярных проводимостей почвенного воздуха над линией метро с глубиной заложения ~ 30м наблюдался рост сигнала на 30-40% от фонового уровня при прохождении поезда.

Анализ результатов режимных наблюдений глобальных океанических микросейсм Северной Атлантики периодов 4-9с и АЭП показал наличие связей между рассматриваемыми параметрами в периоды микросейсмических бурь, когда амплитуда микроколебаний возрастала на порядок.

При наблюдениях полярных проводимостей воздуха отношение контролируемых параметров выше и ниже работающего контрафорса, установленного у торца аварийного здания, составляет порядок.

Полученные результаты позволяет утверждать, что микроколебания Земли в диапазоне от 10кГц до десятых долей герца неизбежно приводят к интенсификации воздухообмена почва-атмосфера; с уменьшением частоты колебаний эффективность воздействия растет, достигая своего максимума при деформациях.

На территории газохранилища проложено два профиля сейсмических и атмосферно-электрических наблюдений. Частотный диапазон используемых сейсмоприемников делился на несколько поддиапазонов (10-20)Гц, (20-40)Гц, (40-80)Гц, (80-160)Гц, (160-320)Гц. Максимальные коэффициенты корреляции АЭП и сейсмических шумов были получены в поддиапазонах поддиапазонах 40-80Гц и 80-160Гц.

Основным ионизатором приповерхностного воздуха является эксхалирующий почвенный радон. По расчетам и экспериментальным данным транспорт радона по горной породе осуществляется со скоростью 40-60см/сутки [1]. Однако высокий молекулярный вес радиоактивного газа – 222, что исключает возможность его обособленной субвертикальной миграции с подобными скоростями в приповерхностные слои грунта и атмосферу.

Долгое время считалось, что носителями радона в приповерхностные слои грунта и атмосферу являются все летучие газы почвенного воздуха [2,3]. Однако эксперименты последних лет показали, что в качестве газов-носителей выступают только два из них – метан и водород [4].

Присутствие радона в земной коре, будет определяться распространением материнского вещества. По данным Биогеохимической лаборатории академика В.И. Вернадского содержание радия в почвах всего лишь на порядок меньше, чем в горной породе. В частности в глине среднее содержание радия $1{,}3*10^{-10}$%, что всего лишь в два раза меньше, чем в гранитах $2{,}58*10^{-10}$% [5].

Представленный материал позволяет построить модель связей водород-метан-радоновых и атмосферно-электрических полей Земли и атмосферы – рис. 1. Субвертикальный поток водорода и метана захватывает атомы радона с глубины 4-6 метров и выносит их в приповерхностные слои грунта и атмосферу, где радиоактивный газ становится единственным естественным ионизатором воздуха.

Рис. 1. Схема связей, метана, радона и элементов приземного атмосферного электричества.

Образуемые при этом легкие ионы определяют полярные проводимости; их рекомбинация с нейтральными ядрами конденсации задает АЭП. При дефиците ионизатора имеет место классический электродный эффект – плавный спад поля с выходом на нормальный фоновый уровень; при избытке - реверсивный электродный эффект, проявляющийся в спаде поля порой до отрицательных значений, перегибом и последующим ростом до фонового уровня [6,7].

Проведем грубую иллюстративную оценку чувствительности элементов приземного атмосферного электричества к режиму эксхаляции почвенного радона. Содержание радона грунта не мене чем в 100 раз превышает содержание радона атмосферы [8,9]. Изменение выноса ионизатора в атмосферу в 2 раза практически не скажется на содержании радона грунта. Однако в приповерхностной атмосфере подобные изменения приведут двукратному изменению поля и полярных проводимостей. В рамках рассматриваемой модели это значит, что элементы приземного атмосферного электричества крайне чувствительны к динамике субвертикального потока водорода и метана, которая, в свою очередь, будет стимулироваться микроколебаниями Земли. Проиллюстрируем это результатами наблюдений в разных диапазонах микросейсмического воздействия.

В ходе комплексных наблюдений акустических шумов в диапазоне 1-10кГц и приземного атмосферного электрического поля - АЭП Камчатские исследователи зафиксировали спад поля со сменой знака после увеличения уровня шумов на порядки [10]. В рамках радоновой модели генерации объемного заряда приземной атмосферы зарегистрированный спад АЭП разумно объясняется увеличением эксхаляции почвенного радона в атмосферу, следствием чего явился реверсивный электродный эффект. Ответственность за локальное АЭП несут в основном тяжелые ионы. Отрицательные значения поля были достигнуты через 30 минут после всплеска акустического шума, а этот временной интервал соответствует середине времени жизни тяжелых ионов.

Похожий результат наблюдался у железнодорожного разъезда Сасово Рязанской области, где в зимнее время выполнялись профильные АЭП наблюдения. Один из

профилей, протяженностью ~ 1000м, отходил под углом 30^0 от маневровых железнодорожных путей, на которых шло непрерывное формирование составов.

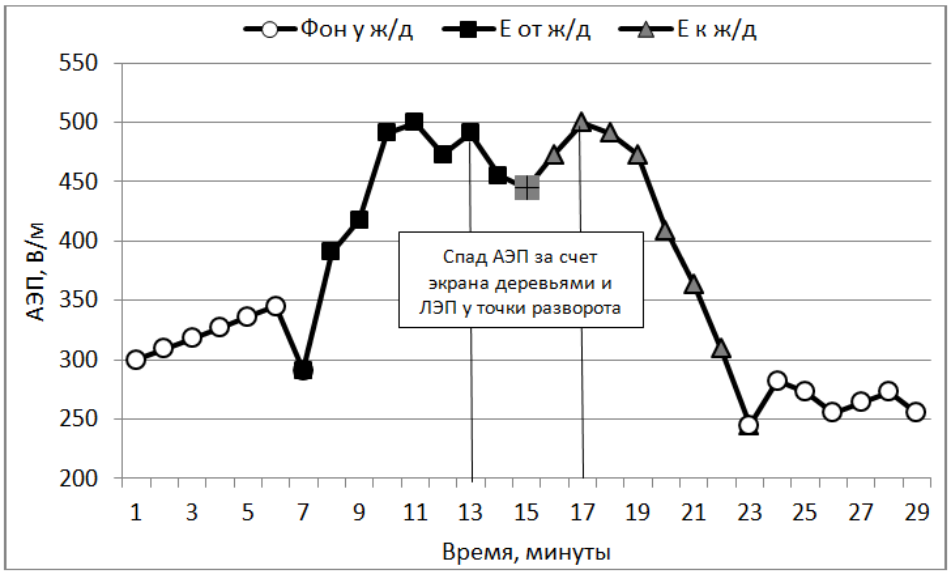


Рис. 2 Вариации АЭП на профиле от железнодорожных путей и обратно.

По мере удаления от железной дороги наблюдался уверенный рост АЭП, который заканчивался где-то в его конце. После разворота профиль проходился повторно; вариации поля уверенно повторились; превышение сигнала в точке разворота над фоновым сигналом у железной дороги составили величину ~ 200В/м. Сейсмических наблюдений не проводилось, однако у железной дороги колебания ощущались «ногами», т.е. имели амплитуду от десятых долей до миллиметра.

При регистрации полярных проводимостей почвенного воздуха над линией метро с глубиной заложения ~ 30м наблюдался рост сигнала на 30-40% от фонового уровня при прохождении поезда.

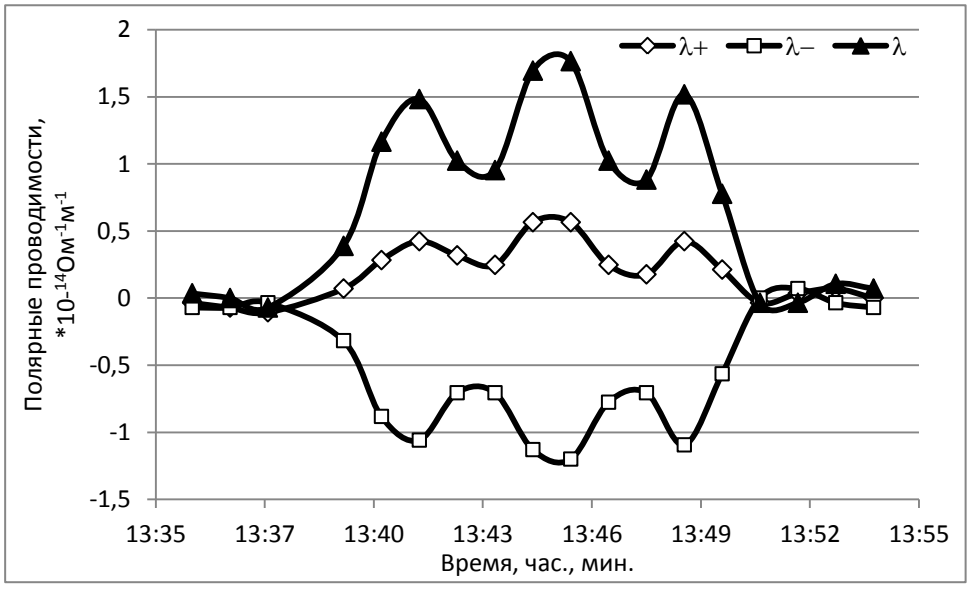


Рис. 3. Полярные проводимости воздуха над линией метро глубокого заложения. 13^h41^m, 13^h45^m, 13^h49^m – прохождение поезда метро. 13^h36^m- $13^h38,^m$ 13^h51^m- 13^h54^m- запись нуля.

Как и в случае изменений поля, зарегистрированных в Сасово, причиной спада АЭП и роста полярных проводимостей воздуха явился рост эксхаляции почвенного радона, стимулированный техногенными сейсмическими шумами.

Комплексный анализ результатов режимных наблюдений глобальных океанических микросейсм Северной Атлантики периодов 4-9с (сейсмостанция Пулково, Ленинградская область) и АЭП (обсерватория Воейково ГГО им. А.И. Воейкова, Ленинградская область) показал наличие связей между рассматриваемыми параметрами практически на всем 2-х летнем массиве данных.

Таблица 1. Модули коэффициентов корреляции уровней воды в скважинах, амплитуды микросейсм, измеренных и расчетных значений АЭП

k(z1,Еизм)= 0.715	k(A,Ерасчет)= 0.217	**k[Еизм,E(z1)] = 0.715**
k(z2,Еизм)= 0.272	k(z1,Ерасчет)= 0.925	**k[Еизм,E(z1,z2)] = 0.776**
k(z3,Еизм)= 0.417	k(z2,Ерасчет)= 0.319	**k[Еизм,E(z1,z2,z3)] = 0.783**
k(A,Еизм)= 0.112	k(z3,Ерасчет)= 0.517	**k[Еизм,E(z1,z2,z3,A)] = 0.786**

В периоды микросейсмических бурь, длительностью 3-5 суток ситуация резко менялась. Увеличение амплитуд микросейсм от десятых долей до первых микрон немедленно вызывало спад поля со сменой знака и совпадало по времени проявления с микросейсмической бурей – рис. 4. Другими словами, увеличение амплитуды микросейсмического сигнала всего лишь на порядок приводило к реверсивному электродному эффекту - спаду поля со сменой знака.

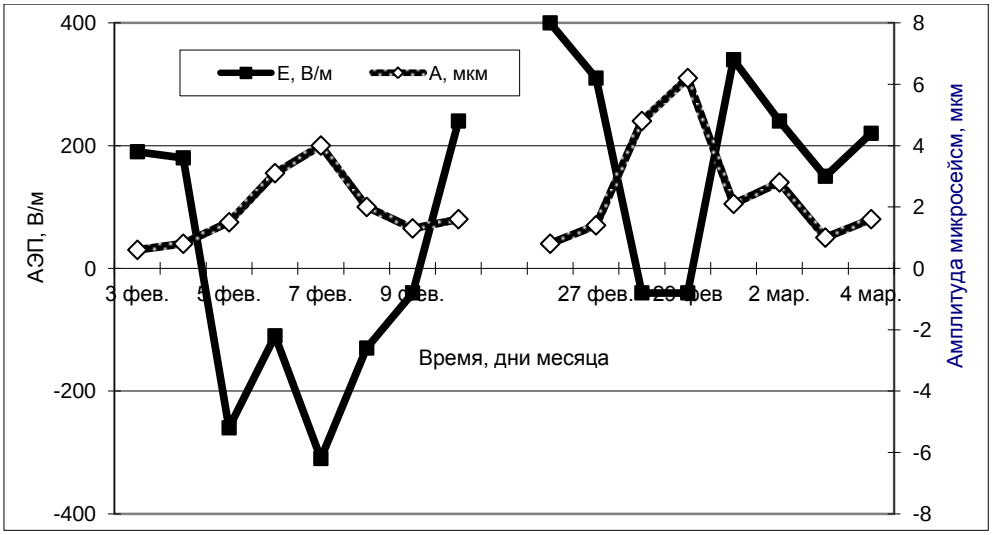


Рис. 4. Вариации амплитуд глобальных океанических микросейсм – А, сейсмостанция Пулково,- и АЭП – обсерватория Воейково, - в феврале-марте 1984 года.

При исследованиях напряженного состояния грунта у контрафорсов аварийного здания, построенного на насыпной ступени на левом берегу реки Москва, регистрировались полярные проводимости почвенного воздуха. Полагалось, что в состоянии сжатия полярные проводимости минимальны; в состоянии растяжения – максимальны. Установлено, что отношение контролируемых параметров выше и ниже работающего контрафорса, установленного у торца аварийного здания, составляет порядок. Другими словами вынос почвенного радона в атмосферу над участком геологической среды, находящейся в состоянии растяжения на порядок выше эксхаляции радона над участком, находящемся в состоянии сжатия.

Сравнение результатов описанных экспериментов позволяет утверждать, что сейсмические колебания Земли в диапазоне от 10кГц до десятых долей герца

неизбежно приводят к интенсификации воздухообмена почва-атмосфера – к росту полярных проводимостей атмосферного воздуха и спаду атмосферного электрического поля. При этом с уменьшением частоты колебаний эффективность этого воздействия растет, достигая своего максимума при деформациях.

Контрольная проверка этих выводов проводилась на территории одного из газохранилищ, где было проложено два профиля сейсмических и атмосферно-электрических наблюдений. Профиль 1 общей протяженностью ~ 6км (26 наблюдательных пикетов, заложенных с шагом 200-300м) находился на расстоянии нескольких километров от центральной части пласта-коллектора с глубиной заложения 800-1000м. Квазипараллельный ему профиль 2, протяженностью ~ 2.7 км (14 наблюдательных пикетов, заложенных с шагом 200-300м) проходил на расстоянии сотен метров, километра от центральной части пласта-коллектора.

Сейсмические измерения ставились с использованием 3-х канальной цифровой инженерно-сейсмической станции «КИСА-09Д». В качестве приемника вертикальной компоненты колебаний использовался велосиметр СВ-5; сквозной диапазон частот канала 5-394 Гц. Для регистрации двух горизонтальных компонент применялись велосиметры GS-20DX-2B; сквозной диапазон частот каналов 10-394 Гц.

На наблюдательных пикетах реализовывалась трехкомпонентная расстановка датчиков с ориентацией осей максимальной чувствительности в вертикальном – Z направлении, - и двух горизонтальных – NS и EW направлениях. Датчики устанавливались в микрошурфы глубиной 0,2-0,3 м на расстоянии 30-50 м от автодороги. Грунты, в которых откапывались микрошурфы, представлены песчано-суглинистыми разностями. Регистрация сигнала на каждом пикете велась непрерывным сеансом длительностью 6-10 минут.

Для того чтобы свести к минимуму влияние на уровень регистрируемых сейсмических шумов суточной вариации, измерения ставились в течение трех дней в вечерние - ночные часы во временной интервал с 22 часов до 02 часов ночи. Наиболее интенсивные экзогенные помехи на профилях 1 и 2 однозначно связывались с движением автотранспорта и маневрированием тепловоза на железнодорожной станции. Фрагмент сейсмограмм, в наименьшей степени подверженный влиянию экзогенных помех выбирался в скользящем временном окне, длительностью 20с, где рассчитывался среднеквадратичный разброс полного вектора скорости. По оси времени определялось положение окна, характеризующегося минимальным уровнем среднеквадратичного отклонения, что и являлось основанием для выбора анализируемого фрагмента.

Частотный диапазон используемых сейсмоприемников делился на несколько поддиапазонов (10-20)Гц, (20-40)Гц, (40-80)Гц, (80-160)Гц, (160-320)Гц. Рассматривался коэффициент корреляции полного вектора скоростей в этих поддиапазонах, полного вектора скоростей в диапазоне (10-394)Гц и вариаций АЭП на исследованных профилях.

При постановке наблюдений на профиле 1 АЭП претерпевало заметные временные вариации, которые фиксировались стационарным флюксметром, установленном в базовой точке. После введения временной коррекции профильной вариаций поля коэффициент корреляции полного вектора скорости и АЭП по 27 точкам наблюдения 6 км профиля составил величину k(10-397) = (-0,46). Близкие коэффициенты корреляции удалось получить еще в двух спектральных поддиапазонах k(40-80) = (-0,50) и k(80-160) = (-0,50). В остальных спектральных поддиапазонах коэффициенты корреляции оказались выше (-0,40).

При работах на профиле 2 по показаниям стационарного флюксметра поле было достаточно стабильно; его временной разброс оказался ниже суммарной погрешности двух измерительных инструментов. Коэффициент корреляции полного вектора скорости и вариаций АЭП по 15 точкам 2,7км профиля оказался равным k(10-397) = (-

0,75). Второй минимум коэффициента корреляции наблюдался в частотном поддиапазоне k(80-160) = (-0,48).

Сравнение ходов рассчитанных коэффициентов корреляции по выбранным поддиапазонам на профилях 1 и 2 показывает, что они уверенно повторяют друг друга. Естественно из-за необходимости введения временной коррекции в вариации АЭП на профиле 1 коэффициенты корреляции на профиле 2 существенно выше по абсолютным значениям. В расхождение с приведенным выше анализом полученный результат позволяет утверждать, что исследуемом диапазоне частот 10-394Гц наиболее эффективно на воздухообмен почва-атмосфера, а соответственно и на вариации АЭП, влияют микроколебания Земли в поддиапазонах 40-80Гц и 80-160Гц.

Полученный результат не противоречит сделанному ранее заключению об интенсификации воздухообмена почва-атмосфера с ростом периодов микроколебаний Земли. Близкий результат удалось наблюдать при работах на виброполигоне Узнож, Белоруссия. При отборе проб почвенных газов, контроле уровня воды в наблюдательной скважине, атмосферно электрических наблюдениях в присутствии вибросейсмического возмущения находились отдельные частоты, на которых контролируемые параметры увеличивались на десятки процентов.

Применительно к выделенным частотным поддиапазонам это значит, что именно в них присутствовали частоты, наличие которых в геологической среде максимально интенсифицировало воздухообмен почва-атмосфера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов В. И., Радиометрия. М.: Издательство АН СССР, 1956. – 343с.
2. Козлова Н.С., Рудаков В.П., Шулейкин В.Н., Войтов Г.И., Баранова Л.В. Эманационные и электрические эффекты в атмосфере подпочв над Калужской импактной кольцевой структурой // Российский журнал наук о Земле. –1999, –т. 1. № 6. – С. 503-510.
3. Гергедава Ш.К., Бузинов С.Н., Шулейкин В.Н., Войтов Г.И. Нетрадиционная геофизика для подземных хранилищ газа // Нефть, газ и бизнес. – 2001. – № 5(43). – С. 2-7.
4. Зубарев А.П., Шулейкин В.Н. Комплексный геофизический и геохимический контроль при эксплуатации подземных газохранилищ. М.: Издательство «Газпром ПХГ», – 2009. – 264с.
5. Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике М.: Наука. –1976. – 255с.
6. Редин А. А. Математическое моделирование электродинамических процессов в приземном слое в условиях аэрозольного загрязнения атмосферы. Таганрог.: Автореферат кандидатской диссертации. – 2011. – 19с.
7. Редин А.А., Куповых Г.В., Болдырев А.С. Электродинамическая модель турбулентного приземного слоя при наличии многократно заряженных аэрозольных частиц // VII Всероссийская конф. по атмосферному электричеству. С.-Петербург.: – 2012. – С. 199-201.
8. Сисигина Т.И. Измерения эксхаляции радона с поверхности горных пород / Сб. Вопросы ядерной метеорологии. – М.: Госатомиздат. – 1962. – С. 104-111.
9. Сисигина Т.И. Эксхаляция радона с поверхности нескольких типов почв Европейской части СССР и Казахстана // Сб. «Радиоактивные изотопы в атмосфере и их использование в метеорологии». – М.: Атомиздат. –1965. –С. 40-48.
10. 10. Купцов А.В., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А., Руленко О.П., Шевцов Б.М., Щербина А.О. О связи высокочастотной акустической эмиссии с электрическим полем в приземном слое атмосферы // Вулканология и сейсмология. – 2007. – № 5. – С. 71-76.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДЫХ СТРУКТУР НИЖНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ НА УСЛОВИЯ ТРАНСФОРМАЦИИ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Преснов Д.А.[1)], Разин А.В.[2)], Собисевич А.Л.[1)], Шуруп А.В.[1)]

[1)] Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва;
[2)] Научно-исследовательский радиофизический институт Министерства образования и науки Российской Федерации, Нижний Новгород

E-mail: alex@ifz.ru

Решена задача о возбуждении сейсмоакустических волн в системе однородное изотропное упругое полупространство – однородный газообразный слой – однородное газообразное полупространство при действии на поверхность упругой среды перпендикулярного к ней точечного гармонического силового источника. Данная система моделирует Землю, приземный слой воздуха с резким контрастом температуры и более высокие слои атмосферы. Получены выражения для волновых полей в виде интегралов Фурье – Бесселя. Основное внимание уделено исследованию акустических волн в газообразном полупространстве. Получено приближенное выражение для поля акустической волны в газообразном полупространстве, справедливое на больших по сравнению с длиной волны расстояниях от источника. Рассмотрен случай, когда скорость звука в слое больше скорости звука в газообразном полупространстве (при этом имеет место антиволноводное распространение акустических волн), а также случай низкоскоростного слоя, когда возникает приповерхностный рефракционный волновод. Получены интегральные выражения для средних за период волны мощностей излучения акустической волны в трех разных областях газообразного полупространства. Выполнен численный анализ мощностей излучения акустических волн в случаях высокоскоростного и низкоскоростного приземных слоев. Приведены результаты обработки данных натурных экспериментов по регистрации акустических и сейсмических сигналов при проведении промышленных взрывов в карьере Лебединского горно-обогатительного комбината.

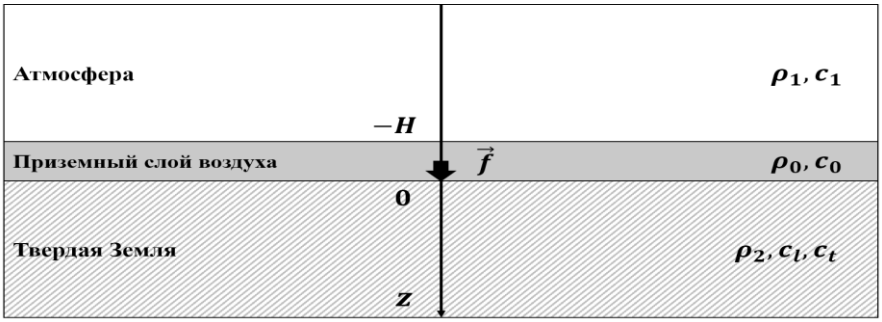
1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В реальных условиях свойства атмосферы меняются с высотой. Например, в тропосфере (до высоты порядка 10 км) температура воздуха падает в среднем на 6 ^{0}C при подъеме на 1 км [1]. Однако наиболее резкие градиенты температуры воздуха имеют место, согласно, в приземном слое атмосферы на высотах до нескольких десятков метров над поверхностью Земли. В связи с этим значительный интерес представляет исследование влияния температурной неоднородности приземного слоя воздуха на формирование акустического поля, возникающего в атмосфере при работе мощных наземных сейсмических источников, с целью определения возможности более эффективной передачи звуковой энергии в ионосферу.

В работах [2,3] представлены результаты экспериментального наблюдения акустических волн на расстоянии 50 км от сейсмического вибратора, работающего в диапазоне 5-10 Гц, авторы сделали вывод что дальнее распространение возможно при возникновении приповерхностного волнового канала вследствие температурной инверсии. Практическая важность задачи связана с определением уровня шумов от аэропортов и современных автострад, при исследовании сейсмоионосферных явлений – в частности воздействия на ионосферную плазму.

Вопросы теории взаимодействия сейсмических волн в Земле и акустических волн в атмосфере возникают уже в рамках простых моделей, например, когда атмосфера и Земля являются однородными и заполняют два полупространства, разделенные приземным слоем воздуха с резким контрастом температур [4]. Рассмотрение таких моделей позволяет детально изучить возбуждение и распространение различных типов объемных и поверхностных волн и получить относительно простые аналитические выражения для волновых полей и энергетических характеристик сейсмоакустического излучения.

Итак, пусть плоскость $z = 0$ декартовой системы координат совпадает с границей однородного изотропного твердого тела, занимающего полупространство $z > 0$ и характеризуемого плотностью ρ_2, скоростью продольной c_l и поперечной c_t волн. Упругое полупространство покрыто однородным газообразным слоем, $-H < z < 0$, имеющим плотность ρ_0 и скорость звука c_0 и граничащим с однородным газом, заполняющим полупространство $z < -H$. Плотность газообразного полупространства и скорость звука в нем обозначим посредством ρ_1 и c_1 соответственно (рис. 1).



(Рис.1) Геометрия рассматриваемой модели слоистой среды.

Будем считать все три среды идеальными, не принимая во внимание влияние вязкости. Кроме того, будем пренебрегать действием силы тяжести. Это справедливо для волн, частота которых существенно превышает частоту Вяисяля – Брента, т. е. данное приближение заведомо пригодно для частот порядка десятых долей герца и выше.

Для описания акустических полей в изотропной упругой среде будем пользоваться известным уравнением Ламе, после подстановки в которое компонент тензора напряжений, выраженных через смещения, получим волновое уравнение для смещений [6]. В газообразных средах волновое уравнение для смещений получается на основе линеаризованных уравнений гидродинамики [5]. Подставляя в эти уравнения смещения в виде потенциалов смещений, для потенциалов получим волновые уравнения:

$$\Delta\psi_1 - \frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial t^2} = 0, \qquad \Delta\psi_0 - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2\psi_0}{\partial t^2} = 0, \tag{1}$$

$$\Delta\psi_2 - \frac{1}{c_l^2}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial t^2} = 0, \qquad \Delta\vec{A} - \frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = 0. \tag{2}$$

Для решения этих уравнений необходимо задать условия на границах разделе сред:

$$p_0\big|_{z=-H} = p_1\big|_{z=-H}\ ,\ u_{0z}\big|_{z=-H} = u_{1z}\big|_{z=-H}\ ,\ u_{0z}\big|_{z=0} = u_{2z}\big|_{z=0}, \tag{3}$$

$$\sigma_{xz}\big|_{z=0} = -f_x(x,y,t)\ ,\ \sigma_{yz}\big|_{z=0} = -f_y(x,y,t)\ ,\ \sigma_{zz}\big|_{z=0} + p_0'\big|_{z=0} = -f_z(x,y,t)\ , \tag{4}$$

а так же условия излучения на бесконечности.

Рассмотрим действие на поверхность упругого полупространства нормального к ней точечного гармонического силового источника:

$$f_z(x,y,t) = f_0\,\delta(x)\delta(y)e^{-i\omega t}, \tag{5}$$

где f_0 – амплитуда приложенной силы, в дальнейшем значение амплитуды будем везде использовать 100 кН, что соответствует мощнейшим сейсмическим вибраторам; $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота воздействия. В случае точечного источника удобно перейти к цилиндрическим координатам (*r, φ, z*). Из соображений симметрии ясно, что смещения в твердой среде могут иметь только *r*- и *z*-компоненты. При этом векторный потенциал можно выбрать в виде $\vec{A} = A\vec{e}_\varphi$, где $\vec{e}_\varphi$ – орт оси φ.

2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

Решая волновые уравнения методом интегральных преобразований получаем выражения для потенциалов в виде интегралов Фурье – Бесселя:

$$\psi_1 = -\frac{f_0\omega^2}{\pi\rho_2 c_t^4}\int_0^\infty \frac{\kappa_\ell}{D(k)} e^{i\kappa_0 H - i\kappa_1(z+H)}\, J_0(kr)k\, dk, \tag{6}$$

$$\psi_0 = -\frac{f_0\omega^2}{2\pi\rho_2 c_t^4}\int_0^\infty \frac{\kappa_\ell}{\kappa_0 D(k)}\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\kappa_0 - \kappa_1\right) e^{i\kappa_0(z+2H)}\, J_0(kr)k\, dk - \tag{7}$$

$$-\frac{f_0\omega^2}{2\pi\rho_2 c_t^4}\int_0^\infty \frac{\kappa_\ell}{\kappa_0 D(k)}\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\kappa_0 + \kappa_1\right) e^{-i\kappa_0 z}\, J_0(kr)k\, dk,$$

$$\psi_2 = \frac{f_0}{2\pi\rho_2 c_t^2}\int_0^\infty \frac{(k_t^2 - 2k^2)}{D(k)}\left[\kappa_1\left(1+e^{2i\kappa_0 H}\right) + \frac{\rho_1}{\rho_0}\kappa_0\left(1-e^{2i\kappa_0 H}\right)\right] e^{i\kappa_l z}\, J_0(kr)k\, dk, \tag{8}$$

$$A = \frac{if_0}{\pi\rho_2 c_t^2}\int_0^\infty \frac{\kappa_l}{D(k)}\left[\kappa_1\left(1+e^{2i\kappa_0 H}\right) + \frac{\rho_1}{\rho_0}\kappa_0\left(1-e^{2i\kappa_0 H}\right)\right] e^{i\kappa_t z}\, J_1(kr)k^2\, dk, \tag{9}$$

В (10)-(13) введены следующие обозначения:

$$D(k) = \kappa_1(1+e^{2i\kappa_0 H})\left[R_0(k) + \frac{\rho_1}{\rho_2}k_t^4\frac{\kappa_l}{\kappa_1}\right] + \frac{\rho_1}{\rho_0}\kappa_0(1-e^{2i\kappa_0 H})\left[R_0(k) + \frac{\rho_0^2}{\rho_1\rho_2}k_t^4\frac{\kappa_1\kappa_l}{\kappa_0^2}\right], \tag{10}$$

$$R_0(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 + 4k^2\kappa_l\kappa_t,\ \ \kappa_{l,t} = \sqrt{k_{l,t}^2 - k^2},\quad \kappa_{0,1} = \sqrt{k_{0,1}^2 - k^2},$$

$k_{l,t} = \omega/c_{l,t}$, $k_{0,1} = \omega/c_{0,1}$ – волновые числа продольной и поперечной волн в твердом теле, а также акустических волн в газообразных средах, $J_0(kr)$ и $J_1(kr)$ – функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядков.

Подынтегральные выражения в (6) и в (8), (9) имеют вид волн, уходящих в области $z \to -\infty$, $z \to \infty$ соответственно от границ $z = -H$ и $z = 0$. Подынтегральные выражения в (11) имеют вид волн, отраженных от двух границ газообразного слоя $z = 0$ и $z = -H$.

Уравнение $D(k) = 0$ (11)

представляет собой дисперсионное уравнение для поверхностных волн в системе упругое полупространство – газообразный слой – газообразное полупространство.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Решения дисперсионного уравнения (11) существенным образом зависят от акустических параметров сред. Численный анализ показал, что в случае, когда скорость звука в слое больше, чем скорость звука в газообразном полупространстве, при относительно малых толщинах слоя дисперсионное уравнение может не иметь действительных решений. Если же толщина слоя составляет несколько длин звуковой волны в нем, то решением уравнения (11) является волновое число волны Стоунли на границе упругого полупространства и газообразного полупространства, у которого акустические параметры равны соответствующим параметрам слоя.

В случае, когда скорость звука в слое меньше, чем скорость звука в газообразном полупространстве, $c_0 < c_1$, анализ дисперсионного уравнения (11) показывает, что оно всегда имеет действительные корни. Если слой является относительно тонким, т. е. его толщина меньше или порядка длины звуковой волны в нем, то дисперсионное уравнение удобно представить в виде:

$$D_1(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2\sqrt{k^2 - k_l^2}\sqrt{k^2 - k_t^2} +$$
$$+ \frac{\rho_0}{\rho_2} k_t^4 \frac{\sqrt{k^2 - k_l^2}}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} tg(H\sqrt{k_0^2 - k^2}) + \frac{\rho_1}{\rho_2} k_t^4 \frac{\sqrt{k^2 - k_l^2}}{\sqrt{k^2 - k_1^2}} - \quad (12)$$
$$- \frac{\rho_1\sqrt{k_0^2 - k^2}}{\rho_0\sqrt{k^2 - k_1^2}} tg(H\sqrt{k_0^2 - k^2})\left[(2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2\sqrt{k^2 - k_l^2}\sqrt{k^2 - k_t^2}\right] = 0.$$

Отметим, что уравнение (12) является чисто действительным.

4. ПОЛЕ АКУСТИЧЕСКИХ МОД В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ РЕФРАКЦИОННОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим поле акустических мод в приземном слое в случае, когда скорость звука в нем ниже, чем скорость звука в полупространстве, и возникает приповерхностный рефракционный волновод. В интегральном выражении (7) для потенциала смещений в слое заменим функцию Бесселя на функцию Ханкеля, причем для последней используем асимптотику при больших значениях аргумента [5]. Звуковое давление в слое запишем в следующем интегральном виде:

$$p_0 = -\frac{\rho_0\omega^4 f_0}{4\pi\rho_2 c_t^4}\sqrt{\frac{2}{\pi r}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \int_{\infty e^{i\pi}}^{\infty} \frac{q_\ell\left[\frac{\rho_1}{\rho_0}\kappa_0\cos\kappa_0(z+H) + q_1\sin\kappa_0(z+H)\right]}{\kappa_0 q_1\cos\kappa_0(z+H)D_1(k)} e^{ikr}\sqrt{k}\,dk, \quad (13)$$

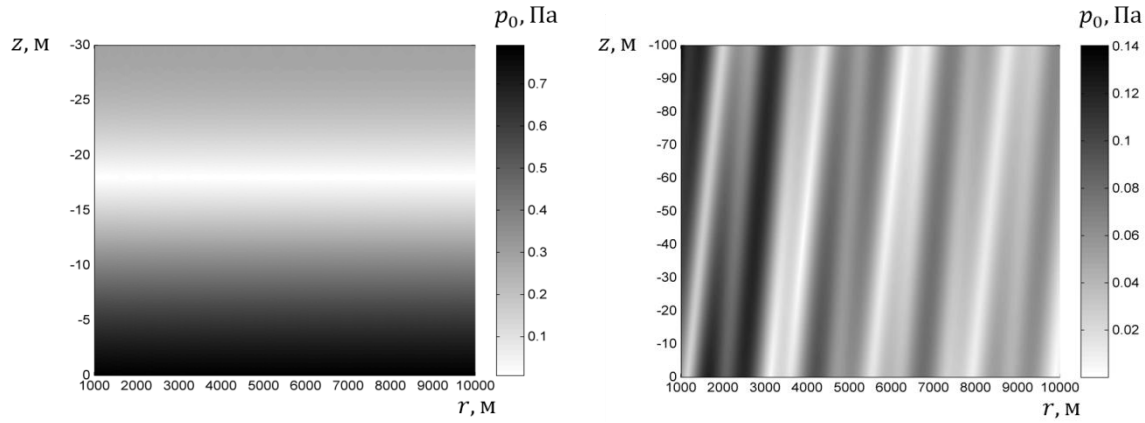
где $q_{l,1} = \sqrt{k^2 - k_{l,1}^2}$. Поле акустических мод получается из (13) путем вычисления вычетов в полюсах подынтегрального выражения. Полюса определяются из дисперсионного уравнения (12).

Для моды с номером m из (13) получаем следующее выражение для акустического давления:

$$p_m = -\frac{\rho_0\omega^4 f_0}{\rho_2 c_t^4}\sqrt{\frac{k_m}{2\pi r}} e^{i\frac{\pi}{4}} e^{ik_m r} \times \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k_m^2}\sqrt{k_m^2 - k_1^2}\cos[(z+H)\sqrt{k_0^2 - k_m^2}]} \times$$
$$\times\left\{\frac{\rho_1}{\rho_0}\sqrt{k_0^2 - k_m^2}\cos\left[(z+H)\sqrt{k_0^2 - k_m^2}\right] + \sqrt{k_m^2 - k_1^2}\sin\left[(z+H)\sqrt{k_0^2 - k_m^2}\right]\right\}\frac{1}{D_1'(k_m)}. \quad (14)$$

Полное акустическое поле в волноводе представляет собой сумму полей мод. Анализ волноводных условий представляет интерес при изучении распространения акустических волн от сейсмических вибраторов на большие расстояния вдоль земной поверхности.

Результаты численного анализа, представленные на рис.2 получены с использованием следующих параметров сред: плотность твердого тела составляет $\rho_2 = 1000$ кг/м^3, а плотности газообразных слоя и полупространства равны соответственно $\rho_0 = 1{,}3$ кг/м^3 и $\rho_1 = 1{,}29$ кг/м^3. Скорости поперечных и продольных волн в твердом теле составляют $c_t = 1000$ м/с и $c_l = 1732$ м/с, а газообразные слой и полупространство характеризуются скоростями звука $c_0 = 330$ м/с и $c_1 = 340$ м/с. Графики демонстрируют более плавное уменьшение амплитуды волны с пройденным горизонтальным расстоянием по сравнению со свободным пространством.



а б

Рис. 2 Распределение амплитуды полного акустического давления в низкоскоростном слое в зависимости от горизонтальной и вертикальной координат. а) частота f=50 Гц, толщина слоя H=30 м (формируется 3 моды) б) частота f=14 Гц, толщина слоя H=100 м (так же формируется 3 моды).

5. ПОЛЕ И МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ.

Наибольший интерес представляют оценки акустической мощности, передаваемой в верхние слои атмосферы при работе наземного сейсмического источника. Для анализа поля сферической акустической волны в газообразном полупространстве, которое моделирует более высокие слои атмосферы, в подынтегральном выражении (6) перейдем от функции Бесселя к функции Ханкеля:

$$\psi_1 = -\frac{f_0\omega^2}{2\pi\rho_2 c_t^4}\int\limits_{\infty e^{i\pi}}^{\infty}\frac{\kappa_\ell}{D(k)}e^{i\kappa_0 H - i\kappa_1(z+H)}\,H_0^{(1)}(kr)k\,dk, \qquad (15)$$

где $H_0^{(1)}(kr)$ – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка.

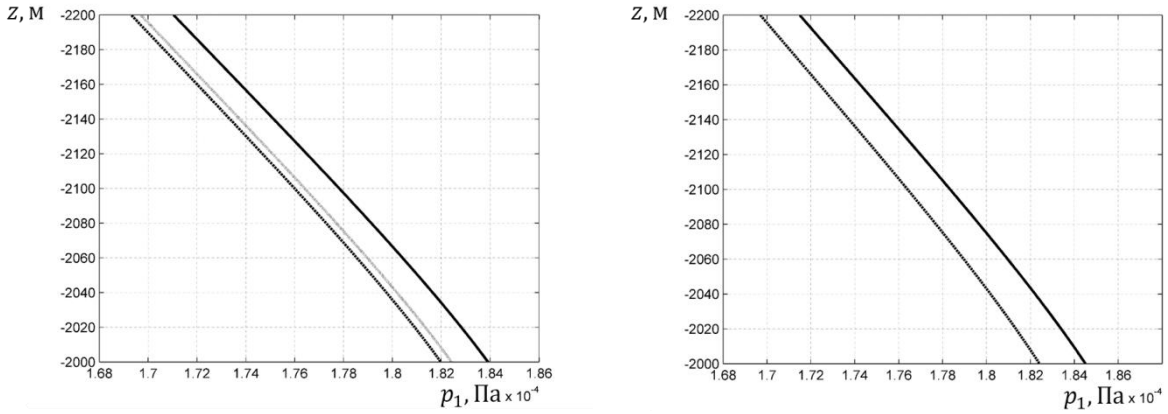
Переходя в интеграле (15) к сферическим координатам

$R = (r^2 + z^2)^{1/2}$, $\theta = \arccos(|z|/R)$

(угол θ отсчитывается от вертикальной оси) и вычисляя его методом стационарной фазы получаем приближенное выражение для потенциала смещений в акустической волне в газообразном полупространстве на больших расстояниях от источника. Соответствующее этому потенциалу звуковое давление как в случае $c_0 < c_1$, так и в случае $c_0 > c_1$ имеет вид:

$$p_1 \approx -\frac{if_0\rho_1\omega^4 k_1\cos\theta\sqrt{k_l^2 - k_1^2\sin^2\theta}}{\pi\rho_2 c_t^4 D(k_1\sin\theta)}e^{iH(\sqrt{k_0^2 - k_1^2\sin^2\theta} - k_1\cos\theta)}\frac{\exp(ik_1R)}{R}. \qquad (16)$$

Исследование этого соотношения проведено при тех же параметрах сред что и в предыдущем разделе (рис. 2) в наиболее интересной области вертикального распространения.



а) *H=30 м* б) *H=100 м*

Рис. 3. Область I r=350 м. Изменение амплитуды давления волны на частоте 50 Гц в атмосфере с высотой для различных параметров слоя (пунктирная линия $c_1 > c_0$=330 м/с; сплошная $c_1 < c_0$=350 м/с; серая H=0 – слой отсутствует).

Как можно заметить, наличие приземного слоя атмосферы с отличными от полупространства параметрами оказывает влияние на амплитуду акустического давления в вертикальной области и приводит к её росту при высокоскоростном слое и понижению при низкоскоростном.

Плотность потока мощности излучения в акустической волне дается выражением

$$I_1 = \frac{|p_1|^2}{2\rho_1 c_1}. \tag{17}$$

Отметим, что в отсутствии газообразного слоя, $H \to 0$, плотности потока мощности излучения, рассчитанные по формуле (17) переходят в известные [4] выражения для случая контакта упругого и газообразного полупространств. Для вычисления мощности излучения акустической волны необходимо вычислить поток мощности через полусферу радиуса R:

$$W_1 = 2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} I_1(\theta) \sin\theta \, d\theta \tag{18}$$

При вычислении интеграла (18) необходимо учесть, что интервал интегрирования $0 \le \theta \le \pi/2$ нужно разбить на три области в случае $c_0 < c_1$ и на четыре области в случае $c_0 > c_1$. Наибольший интерес представляют расчеты мощности излучения акустической волны в области I, где распространение волны происходит в направлениях, близких к вертикали. Излучаемую мощность удобно представить в виде

$$W_1^{(I)} = \frac{f_0^2 \omega^2}{4\pi\rho_2 c_l^3} \tilde{W}_1^{(I)}, \tag{19}$$

где $\tilde{W}_1^{(I)}$ – численный коэффициент, который дается следующим интегральным выражением:

$$\tilde{W}_1^{(I)} = 4 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\nu_1}{n^3} \int_0^{\arcsin(c_1/c_l)} \frac{\nu_1^2 (n^2 - \nu_1^2 \sin^2\theta) \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta}{\left| D_1^{(I)}(\theta) \right|^2} \tag{20}$$

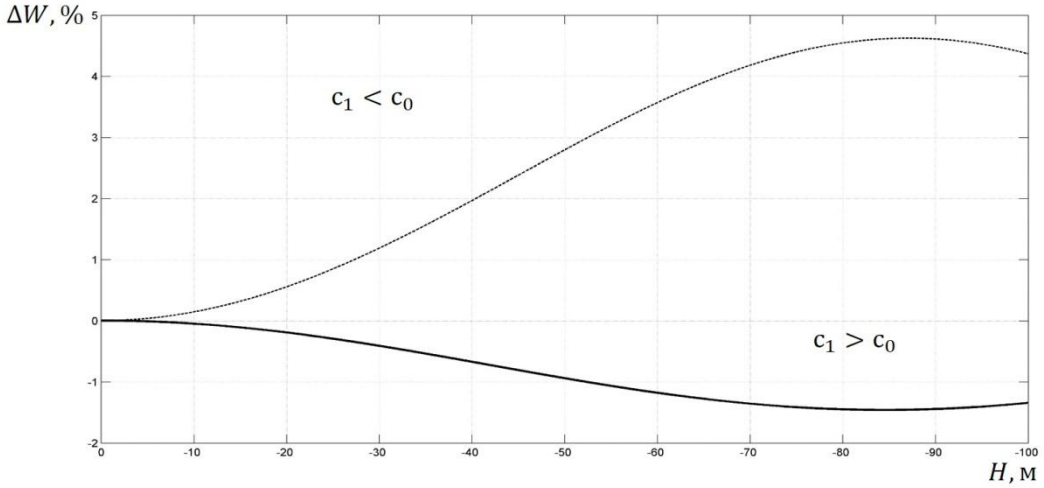
В (20) введены обозначения:

$$\left|D_1^{(I)}(\theta)\right|^2 = \left\{\nu_1\left[1+\cos\left(2k_tH\sqrt{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\right)\right]S_{12}^{(I)}(\theta)\cos\theta + \right.$$
$$+\frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\left[1-\cos\left(2k_tH\sqrt{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\right)\right]\times$$
$$\left.\times\left[R_1^{(I)}(\theta)+\frac{\rho_0^2}{\rho_1\rho_2}\frac{\nu_1\sqrt{n^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\cos\theta}{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\right]\right\}^2 + \qquad (21)$$
$$+\sin^2\left(2k_tH\sqrt{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\right)\left\{\nu_1 S_{12}^{(I)}(\theta)\cos\theta - \right.$$
$$\left.-\frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\left[R_1^{(I)}(\theta)+\frac{\rho_0^2}{\rho_1\rho_2}\frac{\nu_1\sqrt{n^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\cos\theta}{\nu_0^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\right]\right\}^2,$$

$$S_{12}^{(I)}(\theta) = R_1^{(I)}(\theta)+\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{\sqrt{n^2-\nu_1^2\sin^2\theta}}{\nu_1\cos\theta},$$

$$R_1^{(I)}(\theta) = \left(1-2\nu_1^2\sin^2\theta\right)^2+4\nu_1^2\sin^2\theta\sqrt{n^2-\nu_1^2\sin^2\theta}\sqrt{1-\nu_1^2\sin^2\theta},$$

$n = c_t/c_l$ – отношение скоростей поперечной и продольной волн, $\nu_0 = c_t/c_0$ – отношение скорости поперечной волны к скорости звуковой волны в слое, $\nu_1 = c_t/c_1$ – отношение скорости поперечной волны к скорости звуковой волны в газообразном полупространстве. Аналогичный вид имеют выражения для мощностей излучения акустической волны в указанных выше областях II и III. Эти выражения здесь не приводятся из-за их громоздкости. Анализ формулы (20) для различной толщины приповерхностного слоя, дает следующий график.



(Рис. 4). Зависимость мощности излучения акустической энергии на частоте 1 Гц в атмосферу в области I от толщины поверхностного слоя для двух значений скорости $c_1 < c_0$=345 м/с – пунктирная линия и $c_1 > c_0$=335 м/с – сплошная линия.

Таким образом, изменение мощности, переданной в верхние слои атмосферы относительно случая однородного газообразного полупространства может достигать 5% при наличии высокосортного слоя.

Полученные результаты позволяют выяснить, может ли наличие приземного слоя с резким контрастом температуры приводить к значительным количественным изменениям акустического поля в верхних слоях атмосферы, а также существенно повлиять на распределение волнового поля вблизи земной поверхности. Зависимости переданной в более высокие слои атмосферы мощности излучения акустической волны от толщины слоя имеют сложный осциллирующий характер, в связи с чем наличие

приповерхностного слоя воздуха с резким контрастом температуры (как в сторону ее снижения, так и повышения) может приводить как к некоторому увеличению, так и к уменьшению эффективности передачи энергии излучения сейсмических волн акустическим волнам в атмосфере. Модель слоистой среды позволила получить аналитические выражения для акустического давления в газообразных слое и полупространстве. В 2013 году авторами данной работы производились полевые эксперименты в районе города Апатиты (Мурманская область) по регистрации акустических и сейсмических сигналов от промышленных взрывов в карьерах Лебединского горно-обогатительного комбината что позволило произвести сравнение экспериментально наблюдаемых данных с представленной теорией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 640 с.
2. Гуляев В. Т., Кузнецов В. В., Плоткин В. В., Хомутов С. Ю. Генерация и распространение инфразвука в атмосфере при работе мощных сейсмовибраторов // Изв. АН. ФАО. 2001. Т.37, №3. С.303-312.
3. Ковалевский В. В. Исследование акустических волновых полей, генерируемых поверхностными сейсмическими вибраторами // Акуст. журн. 2005. Т.51. Приложение. С.92-102.
4. Разин А.В., Собисевич А.Л. Геоакустика слоистых сред. М.: ИФЗ РАН. 2012. 210 с.
5. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.

О ВЗАИМОСВЯЗИ АКУСТИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД

Куткин Я.О.[1)], Вознесенский А.С.[1)], Красилов М.Н.[1)], Тавостин М.Н.[2)], Осипов Ю. В.[1)]

[1)]*Горный институт (МГИ) НИТУ «МИСиС», г. Москва*
[2)]*ООО «Газпром геотехнологии», г. Москва*

E-mail: al48@mail.ru

Аннотация. Рассмотрены эмпирические взаимозависимости кинематических и динамических акустических характеристик горных пород различных генотипов с их деформационными и прочностными свойствами. Ввиду малого количества исследований связей акустической добротности и прочностных свойств горных пород им уделено особое внимание. На конкретных примерах показано, что меньшие значения акустической добротности соответствуют меньшим значениям предела прочности горных пород, т. е. они связаны друг с другом. Указанные зависимости могут быть использованы для оценки остаточной прочности горных пород и ресурса подземных сооружений.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимосвязям акустических и механических свойств горных пород посвящено значительное количество публикаций, число которых постоянно возрастает. Это обусловлено как важностью самой тематики, так особенностями и неповторимостью типов, генезиса и мест происхождения горных пород. Для большинства проводимых исследований характерным является то, что изучаются либо только акустические [1 - 5] либо только механические свойства пород [6 - 11]. Совместные исследования акустических и механических свойств ограничиваются, как правило, взаимосвязями упругих и акустических свойств [12], прочностных свойств и скоростей упругих волн [13, 14], а также взаимосвязями деформационных характеристик горных пород и скоростей упругих волн [15, 16]. В [1] приведены результаты исследований акустической добротности Q в материалах с высокой концентрацией внутренних дефектов во взаимосвязи с напряженным состоянием, однако ее связь с пределом прочности не рассматривается.

Ссылки на эти публикации, отражающие результаты отдельных исследований механических, акустических свойств, а также их взаимосвязей между собой, для наглядности сведены в табл. 1.

Таблица 1. Исследования акустических и механических свойств, а также их взаимозависимостей для различных типов горных пород

		Акустические свойства [1, 2, 3]	
		Скорости упругих волн (кинематические характеристики) [4, 5]	Коэффициент затухания, добротность, декремент затухания (динамические характеристики) [13]
Механические свойства [6, 7, 8, 9]	Деформационные [10]	[15, 16]	[1]
	Прочностные [11]	[13, 14]	-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 14-05-00362 а.

Как следует из данных этой таблицы, взаимосвязям прочностных и динамических акустических свойств горных пород, таких, как акустическая добротность или декремент затухания, уделяется недостаточно внимания. В то же время такие взаимосвязи важны для прогнозирования предела прочности пород по измерениям их акустической добротности *Q*.

По сравнению со скоростями упругих волн при оценке нарушенности внутренней структуры пород акустическая добротность является более чувствительным параметром. Измерение последней позволит определять остаточную прочность и ресурсы зданий, сооружений, а также конструктивных элементов систем разработки на горных предприятиях, что важно для обеспечения эффективной и безопасной добычи полезных ископаемых [17, 18].

Поэтому при исследовании горных пород необходимо устанавливать взаимосвязи акустических свойств и, в частности, их динамических характеристик, не только с упругими и пластическими, но и с прочностными свойствами.

Рассмотрим комплекс таких взаимосвязей на примере результатов испытаний образцов известняка и других пород с целью оценки нарушенности и остаточной прочности пород по их акустическим характеристикам.

1. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты включали в себя механические и акустическое испытания образцов горных пород, имеющих форму призм с размером основания 32х32 мм и высотой 64 мм. Механические испытания предусматривали определение предела прочности образцов горных пород при одноосном сжатии. Акустические испытания включали в разных вариантах определение скоростей продольных и поперечных волн и расчет по ним динамического модуля упругости. Кроме того, измерялись пространственный коэффициент затухания упругих волн и добротность пород. Для внесения поврежденности образцы подвергались нагреванию до различных температур.

Определение скоростей продольной и поперечной волн осуществлялось на измерительном приборе «Ультразвук», выпускаемой ООО «ЭкогеосПром» [19] в диапазоне частот 50-200 кГц. Нагревание образцов для внесения поврежденности происходило на экспериментальной установке [20], определение предела прочности производилось на универсальной испытательной машине Instron 300 DX серии SATEC. В экспериментах также использовалась система A-Line-32D для регистрации акустической эмиссии в диапазоне частот 30-500 кГц.

При проведении экспериментов были опробованы три методики определения акустической добротности *Q*.

1. Через пространственное затухание, определяемое в 2 точках пространства по формуле

$$Q = \frac{\pi f_0}{\delta_s v} = \frac{\pi f_0 (x_2 - x_1)}{ln\left[\frac{p(x_1)}{p(x_2)}\right] v},$$

где $\delta_s = \frac{1}{x_2 - x_1} ln\left[\frac{p(x_1)}{p(x_2)}\right]$ – пространственный коэффициент затухания; x_1, x_2, $p(x_1)$, $p(x_2)$ – расстояния от источника упругих волн до точек измерения и соответствующие амплитуды сигналов; v – скорость распространения упругих волн; f_0 – частота регистрируемых колебаний. При измерениях по этой методике необходимо либо брать два образца разной длины, либо один образец, от которого отпиливается часть, что неудобно и вносит определенные погрешности в результаты.

2. Путем измерения коэффициента затухания колебаний в одной точке, возбуждаемых ударом

$$Q = \frac{\pi f_0}{\delta_t},$$

где δ_t – временной коэффициент затухания свободных колебаний; f_0 – частота регистрируемых колебаний.

3. Путем измерения резонансной частоты и ширины полосы частот вблизи резонанса при прозвучивании образца гармоническим сигналом по формуле

$$Q = \frac{f_0}{f_{\max} - f_{\min}},$$

где f_0 – резонансная частота, определяется по максимуму амплитуды гармонического сигнала, прошедшего через образец; $f_{\max}, f_{\min}$ – верхняя и нижняя частоты полосы пропускания сигнала на уровне $1/\sqrt{2}$ от максимального значения амплитуды при резонансе.

Схема измерений по этой методике представлена на рис. 1.

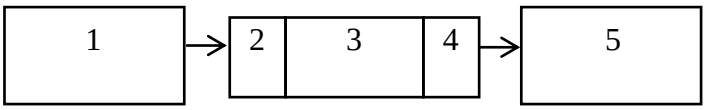


Рис. 1. Схема измерения акустической добротности по третьей методике: 1 – генератор GW INSTEK SFG-2110, 2, 4 – преобразователи ультразвуковые, 3 – образец, 5 – осциллограф цифровой GW INSTEK GDS-71022

Ориентировочное значение резонансной частоты определяется через предварительно измеренное значение скорости

$$f_0 = \frac{v}{2h},$$

где v – скорость распространения упругих волн соответствующего типа (продольные или поперечные); h – база прозвучивания образца. Затем это значение уточняется уже при прозвучивании образца и определении добротности.

К достоинствам этой методики следует отнести возможность проведения измерений на одном образце, стабильность показаний. Необходимым условием является использование высокостабильного генератора. Этому условию отвечают современные перестраиваемые генераторы с кварцевой стабилизацией частоты, поддерживающие ее заданное значение при измерениях в области резонанса.

Необходимым условием всех перечисленных выше вариантов измерений является высокая собственная добротность преобразователей, что особенно необходимо при измерениях на высокодобротных породах, как, например, долериты и габбро.

После практической оценки всех вариантов с учетом технологичности, удобства проведения измерений и стабильности получаемых результатов предпочтение было отдано третьей методике определения акустической добротности, хотя другие также были использованы.

2. ВЗАИМОСВЯЗИ КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД С ПОВРЕЖДЕННОСТЬЮ ГЕОМАТЕРИАЛА

Целью данной серии экспериментов было сравнение информативности акустических кинематических и динамических характеристик пород с точки зрения косвенной оценки нарушенности пород при внесении поврежденности, создаваемой нагреванием образца.

На рис. 2, *а* представлены зависимости скоростей распространения продольной и поперечной упругих волн от температуры нагревания образца известняка Касимовского месторождения, а на рис. 2, *б* график рассчитанного по этим данным динамического модуля упругости.

Как следует из этих графиков, их ход достаточно плавный, монотонный, без резких скачков.

На рис. 3 представлены графики зависимостей активности $\dot{N}_\Sigma$, (1) и числа импульсов N_Σ (2) акустической эмиссии (*а*), а также пространственного коэффициента затухания (*б*) от температуры нагревания образца известняка Касимовского месторождения. На рис. 3, *а* обращает на себя неравномерный характер изменения активности акустической эмиссии $\dot{N}_\Sigma$, когда ее максимальное возрастание находится в диапазоне температур от 300 до 500°С. Результатом процессов, происходящих здесь, является изменение структуры пород. В то же время на графиках рис. 2 этот факт не проявил себя, что свидетельствует о слабой чувствительности кинематических характеристик упругих волн по отношению к изменению структуры.

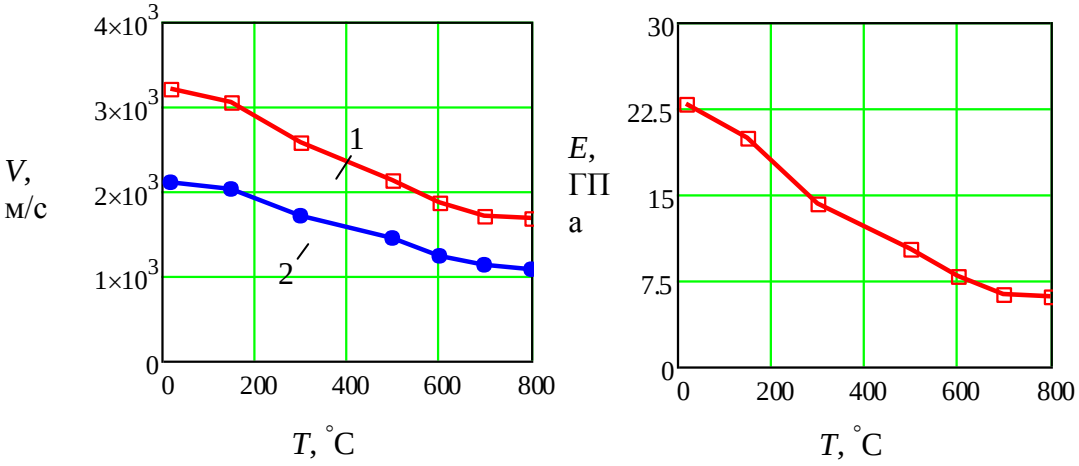
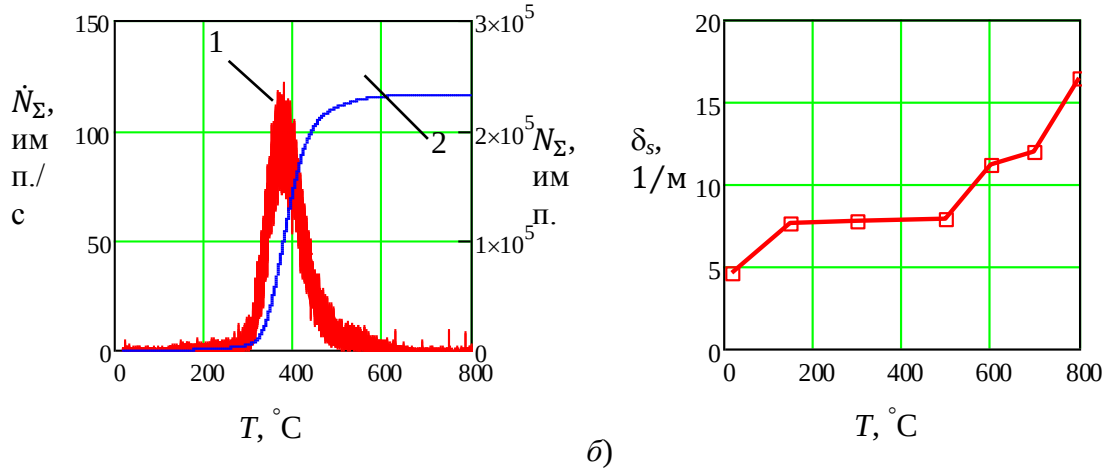


Рис. 2. Зависимости скоростей распространения продольной (1) и поперечной (2) упругих волн (а) и динамического модуля упругости (б) от температуры нагревания образца известняка Касимовского месторождения

На рис. 3, *б* показан график изменения пространственного коэффициента затухания от температуры нагрева образца. Из него следует, что при температурах свыше 500 °С наблюдается резкое увеличение коэффициента затухания, что говорит о его более высокой чувствительности по отношению к изменениям структуры пород.



а) *б*)

Рис. 3. Графики зависимостей активности $\dot{N}_\Sigma$, (1) и числа импульсов N_Σ (2) акустической эмиссии (а), а также пространственного коэффициента затухания (б) от температуры нагревания образца известняка Касимовского месторождения

3. ВЗАИМОСВЯЗЬ АКУСТИЧЕСКИХ КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД С ИХ ПРОЧНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Изменения структуры пород, внесение повреждений приводит к ослаблению прочностных свойств пород. На рис. 4 показан график изменения предела прочности при одноосном сжатии от величины коэффициента затухания для известняка Касимовского месторождения. Как следует из этой зависимости, после внесения поврежденности в диапазоне температур 300…500°С, что показано цифрой 1, произошло значительное увеличение коэффициента затухания при незначительном уменьшении прочности, что может служить ранним индикатором приближения геоматериала к разрушению.

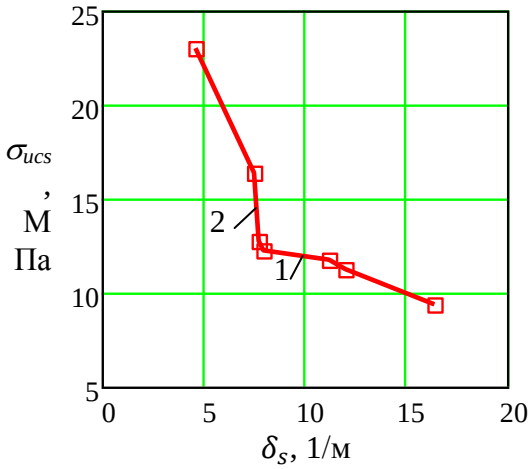


Рис. 4. График зависимости предела прочности при одноосном сжатии σ_{ucs} известняка от пространственного коэффициента затухания δ_s

На предшествующем участке (2) небольшим изменениям коэффициента затухания соответствуют значительные уменьшения прочности, и здесь более информативными могут оказаться изменения скоростей упругих волн. Однако наиболее информативным с точки зрения уменьшения прочности является участок 1, где происходит резкое возрастание затухания, которое может быть четко зарегистрировано.

В целом можно отметить, что для оценки остаточной прочности горных пород может быть использована полученная зависимость предела прочности от коэффициента затухания. Но величина δ_s при ее использовании на практике обладает определенными недостатками.

Коэффициент затухания имеет размерность, кроме того его величина зависит от частоты, на которой производится измерение, что неудобно при сравнении между собой результатов, полученных в разных условиях. Поэтому для оценки прочностных свойств пород более универсальным является использование безразмерной величины, такой, как акустическая добротность. Поскольку увеличению коэффициента затухания соответствует уменьшение добротности, указанная выше общая закономерность сохраняется.

Эта закономерность, заключающая в том, что добротность и прочность связаны друг с другом пропорциональной зависимостью, проявляется не только при искусственном внесении поврежденности, но и при испытании образцов пород без дополнительных воздействий.

На рис. 5 в виде двумерной диаграммы и эмпирической зависимости представлены результаты измерений добротности и предела прочности при одноосном сжатии образцов различных горных пород, не подвергавшихся до этого деструктивному воздействию.

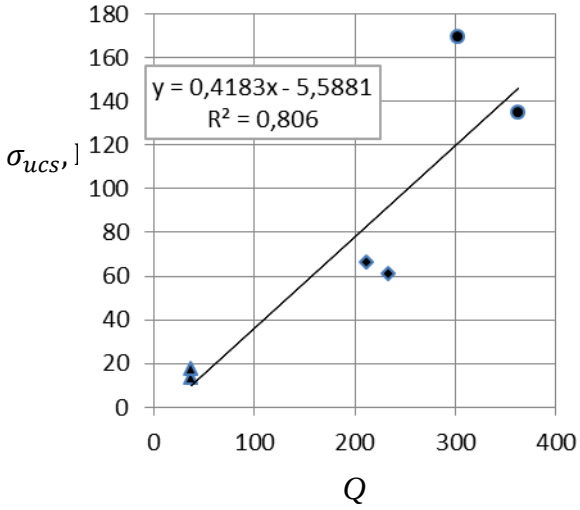


Рис. 5. Взаимозависимость предела прочности при одноосном сжатии σ_{ucs} и акустической добротности Q долерита (Южный Урал, Россия, круг), габбро, (Головинское месторождение, Украина, ромб), известняка (Касимовское месторождение, Россия, треугольник)

Из графика следует, что с увеличением прочности акустическая добротность возрастает. Это связано с тем, что структура горных пород становится все более мелкозернистой, однородной, более плотной и крепкой. Кроме того, у более прочных пород трещиноватость меньше в силу их большего сопротивления при внешних воздействиях.

ВЫВОДЫ

1. Анализ публикаций показал, что взаимозависимостям динамических и прочностных свойств горных пород уделяется недостаточно внимания, в то время как такие связи позволят осуществлять оценку остаточной прочности конструкций, зданий и сооружений.

2. Показано, что наиболее целесообразным для косвенной оценки прочностных свойств горных пород является использование акустической добротности *Q*, являющейся безразмерной и не зависящей от частоты величиной.

3. Установлено, что между пределом прочности при одноосном сжатии горных пород и их акустической добротностью *Q* существует пропорциональная взаимосвязь, позволяющая осуществлять косвенную оценку первой величины путем измерения второй.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедев, А.В. Резонансная акустическая спектроскопия при низких добротностях / А.В. Лебедев, Л.А. Островский, А.М. Сутин, И.А. Соустова, П.А. Джонсон // Акустический журнал, 2003, том 49, №1. – С. 92-99.
2. Tittmann, B.R. Elastic velocity and Q factor measurements on Apollo 12, 14, and 15 rocks / B.R. Tittmann, M. Abdel-Gawad, R.M. Housley // Proceedings of the Third Lunar Science Conference (Supplement 3, Geochimica et Cosmochimica Acta). The M.I.T. Press. – 1972, Vol. 3. – Pp. 2565-2575.
3. Физика землетрясений и предвестники / Г.А. Соболев, А.В. Пономарев; Отв. ред. В.Н. Страхов. – М.: Наука. – 2003. – 270 с.

4. Шкуратник, В.Л. Исследование влияния напряжений на скорость распространения упругих волн в окрестностях эллиптической горной выработки / В.Л. Шкуратник, Г.В. Данилов // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. – 2005, № 3. – С. 3-10.
5. Данилов, В.Н. Зависимость между акустическими характеристиками и напряжениями в массиве горных пород / В.Н. Данилов, В.Л. Шкуратник, Д.Н. Сирота // Изв. вузов. Горный журнал. – 1988, № 2.
6. Карташов, Ю.М. Прочность и деформируемость горных пород / Ю.М. Карташов, Б.В. Матвеев, Г.В. Михеев, А.Б. Фадеев. – М.: Недра, 1979. – 272 с.
7. Баклашов, И.В. Механика горных пород: Учеб. для вузов / И.В. Баклашов, Б.А. Картозия. – М.: Недра, 1975. – 208 с.
8. Ставрогин А.Н. Экспериментальная физика и механика горных пород / А.Н. Ставрогин, Б.Г. Тарасов. – СПб.: Наука. – 2001. – 343 с.
9. Katz, O. Evaluation of mechanical rock properties using a Schmidt Hammer / O. Katz, Z. Reches, J.-C. Roegiers // Int. J. Rock Mech. and Mining Sci. – 2000, 37, № 4. – Pp. 723-728.
10. Сукнев, С.В. Методика определения статического модуля упругости и коэффициента Пуассона при изменении температуры образца / С.В. Сукнев // Горный информационно-аналитический бюллетень. – 2013, № 8. – С. 101-105.
11. Hongjun, L. Mechanic property of perennial frozen earth / L. Hongjun, Ch. Xianchun, M. Jiefeng // Journal of Northeast Forestry University.– 2005, Issue 2. – Pp. 102-103.
12. Ulrich, T. J. Determination of elastic moduli of rock samples using resonant ultrasound spectroscopy / T. J. Ulrich, K. R. McCall, R. A. Guyer // J. Acoust. Soc. Amer. – 2002. – 111, № 4. – Pp. 1667-1674.
13. Keshavarz, M. Damage and Changes in Mechanical Properties of a Gabbro Thermally Loaded up to 1,000 °C / M. Keshavarz, F. L. Pellet and B. Loret // Pure and Applied Geophysics. – 2010. – № 167. – Pp. 1511-1523.
14. Pellet, F. L., Damage evaluation with P-wave velocity measurements during uniaxial compression tests on argillaceous rocks / F. L. Pellet, G. Fabre. // International journal of geomechanics. – 2007, vol. 7, № 6. – Pp. 431-436.
15. Бельтюков, Н. Л. Сопоставление упругих свойств горных пород / Н. Л. Бельтюков, А. В. Евсеев // Вестн. ПГТУ. Геол., геоинф. системы, горно-нефт. дело. 2010, № 5. – С. 82-85.
16. Бельтюков, Н. Л. Изучение скорости прохождения продольных волн при деформировании сильвинитовых образцов / Н. Л. Бельтюков, И. Л. Паньков // Геология и полезные ископаемые Западного Урала: Материалы Региональной научно-практической конференции. – Пермь, 19-20 мая, 2009. Пермь: ПермГУ. – 2009. – С. 399-402.
17. Вознесенский, А. С. О возможности оперативной оценки состояния анкерного крепления и кровли подземных горных выработок акустическими методами / А. С. Вознесенский, Я. О. Куткин, М. Н. Красилов // Наукові праці УкрНДМІ НАН України. Випуск 13 Частина І / Під заг. ред. А.В. Анциферова. – Донецьк, УкрНДМІ НАН України. – 2013. – С. 183-196.
18. Вознесенский, А. С. О возможности определения резерва прочности анкерного крепления кровли методами неразрушающего контроля / А. С. Вознесенский, Я. О. Куткин, М. Н. Красилов // Геодинамика и напряженное состояние недр Земли. Труды XX Всероссийской конференции с участием иностранных ученых, Новосибирск. – 2013, том I. – С. 337-342.
19. Прибор для определения скорости прохождения упругих акустических волн «Ультразвук» [Электронный документ] http://www.ecogeospro.ru/ product/issled/acustik/ (Проверено 21.01.2014).
20. Вознесенский А. С. Установка для акустоэмиссионных исследований горных пород при их нагревании / А. С. Вознесенский, В. Л. Шкуратник. С. В. Вильямов, В. А. Винников // Горный информационно-аналитический бюллетень, 2007, №12. – С. 143-150.

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КАРБОНАТНОЙ ГОРНОЙ ПОРОДЫ

Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: manakovsergej@mail.ru

Представлены результаты комплексного экспериментального исследования поведения карбонатной горной породы при конечной амплитуде динамического воздействия. Измерения проводились методом резонансной акустической спектроскопии. Анализировались продольная и крутильная моды колебаний образца, имеющего форму параллелепипеда. Представлены следующие экспериментальные данные. Во-первых, зависимость резонансных частот и коэффициентов потерь от амплитуды деформации. Во-вторых, процесс релаксации после длительного воздействия силой конечной амплитуды. Измерения проводились при трех степенях насыщения образца водой: ≈ 0 % (сухой), ≈ 1 % (в равновесии с окружающей средой), ≈ 100 % (полностью насыщенный жидкостью). Наблюдался неизвестный ранее скачкообразный переход от «классической» к «гистерезисной» нелинейности при увеличении амплитуды деформации. Насыщенность оказывала существенное влияние на величину деформации, при которой наблюдалось указанное изменение режима колебаний, а также на другие нелинейные характеристики.

Контраст механических свойств между составляющими компонентами природных материалов, таких, как горные породы и дисперсные грунты, приводит к аномальным величинам акустической нелинейности [1]. Несмотря на значительное количество публикаций посвященных данной тематике можно указать на имеющиеся пробелы. Не проводилось сравнение реакций образцов горных пород на динамические воздействия разных типов. Недостаточное внимание уделялось влиянию жидкости на нелинейные акустические свойства. Поэтому нами исследовались зависимости резонансных частот от амплитуды деформаций, а также процесс медленной динамики. Измерения были проведены для продольных и сдвиговых деформаций при трех величинах насыщенности порового пространства водой. Следует отметить, что для образца, который исследовался в данной работе, раннее проведены комплексные измерения линейных модулей упругости от степени насыщения [2].

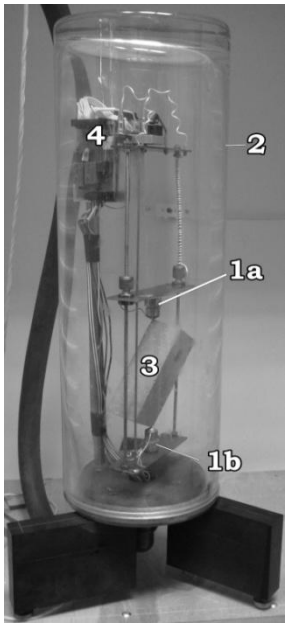


Рис. 1. Внешний вид экспериментальной установки

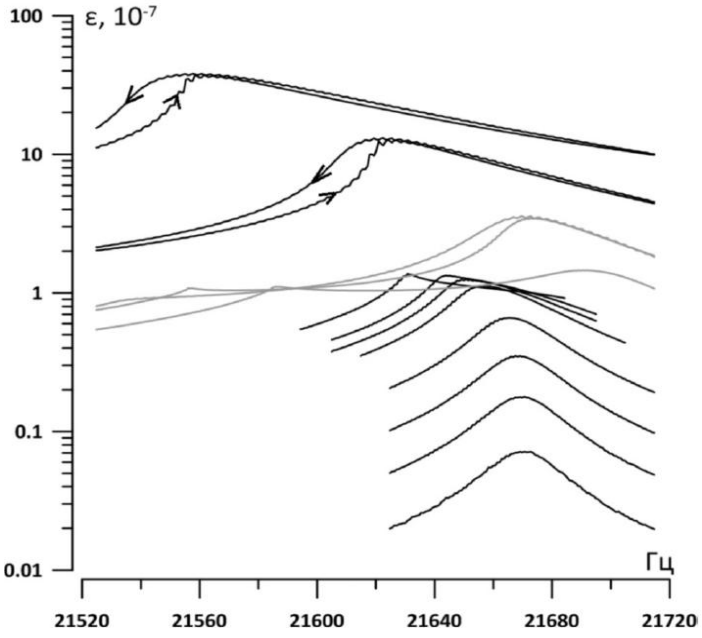


Рис. 2. Формы резонансных откликов продольной моды сухого образца

Внешний вид экспериментальной установки показан на рис. 1. Образец (№3) зажимался между двумя преобразователями (№1a – приемник и №1b – излучатель) и помещался в замкнутый объем (№2). Температура, давление, и влажность контролировались датчиками (№4). Установка размещалась в термостате ТВЛ-К170. Давление внутри замкнутого объема можно было изменять от атмосферного до 150 Па. Возбуждение колебаний образца производилось линейно-модулированным по частоте сигналом. Через калиброванный делитель тот же сигнал u_1 подавался на один из каналов 14-разрядного АЦП. Сигнал с приемного преобразователя u_2, пропорциональный смещению, подавался на второй канал АЦП. Более подробно схема измерений описана [3].

Для исследования были выбраны две моды, отвечающие продольным и крутильным деформациям. Резонансные отклики этих мод надежно разрешались в спектре колебаний. Исключение составлял случай полного насыщения, когда из-за низкой добротности крутильной моды не удалось получить достоверные данные. Резонансные частоты каждой из мод определялись как максимумы отношения спектральных плотностей мощности $u_2(\omega)/u_1(\omega)$. Добротность колебаний определялась следующим образом. В области малых амплитуд деформации абсолютная величина добротности вычислялась как отношение резонансной частоты к ширине резонансного пика на уровне ½ от максимума спектральной плотности мощности. При конечных амплитудах деформаций относительное изменение добротности равно отношению амплитуд $u_2(\omega)/u_1(\omega)$ на резонансных частотах [1]. Приводимые ниже амплитуды деформаций отвечают максимальным по объему образца величинам при заданной амплитуде силы, возбуждающей колебания.

Все представленные ниже результаты получены для трех характерных степеней насыщения водой: сухой образец, воздушно-сухой образец, полностью насыщенный образец. Для осушения образца он помещался в замкнутый объем с давлением 150 Па. При этом остаточное содержание жидкости отвечает пленкам с толщиной несколько молекулярных слоев (подробнее в [2]). Равновесное состояние образца с окружающей средой достигалось за счет его длительного времени контакта с атмосферой. Это состояние отвечает формированию менисков жидкости в областях контакта зерен с заметным изменением модулей упругости из-за капиллярных сил [2]. Для полного насыщения образец полностью погружался в емкость с водой. Затем емкость помещалась в вакуумную камеру для удаления остатков газов из порового пространства.

На рис. 2 представлены формы резонансных откликов продольной моды сухого образца при изменении амплитуды деформаций. Стрелками показано направление развертки частоты возбуждающей силы при большой амплитуде деформаций. Форма резонансной кривой при малых амплитудах деформации совпадает с кривой Лоренца. По мере увеличения амплитуды деформации отчетливо прослеживается искажение формы резонансной кривой, характерное для теории Ландау [4]. При дальнейшем увеличении амплитуды деформаций до $\varepsilon \approx 10^{-7}$ наблюдалось качественное изменение режима колебаний: появлялись два локальных максимума. Первый из них отвечает «следу» зависимости резонансной частоты от амплитуды в модели нелинейного осциллятора Ландау, для которого характерная квадратичная зависимость частоты от амплитуды [4]. Второй – по-видимому, связан с переходом к гистерезисной зависимости частоты от амплитуды. При дальнейшем увеличении амплитуды первый из максимумов уменьшается и становится неразличимым на фоне второго, а амплитудная зависимость частоты второго становится линейной, что характерно для упругого гистерезиса [1]. Отметим, что изменение режима колебаний не может быть связано с потерей устойчивости контакта образца с преобразователями, так как величина динамической силы значительно меньше силы статического поджатия.

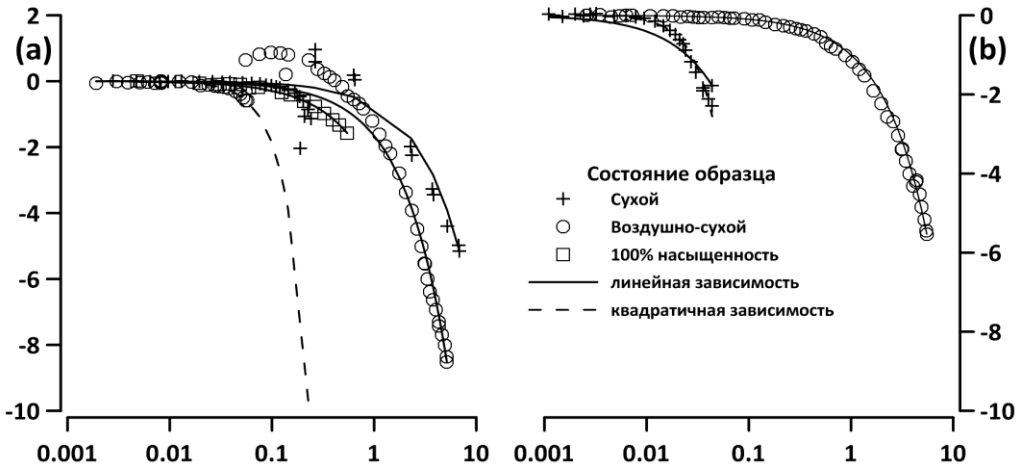


Рис. 3. Зависимости резонансных частот от амплитуды деформаций. По оси абсцисс отложены деформации в единицах 10^{-6}, по оси ординат – относительные изменения резонансных частот в единицах 10^{-3}. Зависимости (a) отвечаю продольной моде, зависимости (b) – крутильной

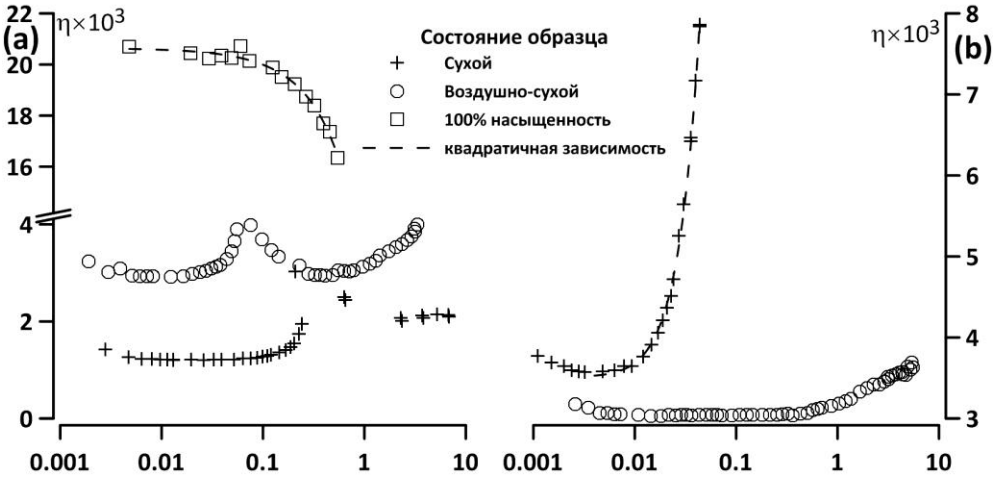


Рис. 4. Зависимости коэффициента потерь от амплитуды деформаций. По оси абсцисс отложены деформации в единицах 10−6, по оси ординат – коэффициент потерь. Зависимости (a) отвечают продольной моде, зависимости (b) –крутильной

На рис. 3 и 4 показаны амплитудные зависимости величин относительного изменения частот и коэффициентов потерь. Пунктирная линия отвечает аппроксимации квадратичной зависимостью, а сплошная линия – линейной. Отметим следующее. Во-первых, для продольной моды в случаях сухого и воздушно-сухого образцов наблюдался скачкообразный переход от квадратичной зависимости частоты от амплитуды деформации к линейной. Во-вторых, с увеличением количества жидкости в образце характерное пороговое значение амплитуды деформации уменьшалось. При полном насыщении наблюдалась только линейная зависимость резонансной частоты от амплитуды деформации. В-третьих, в некотором диапазоне амплитуд коэффициенты потерь уменьшались. И, наконец, представленные на рис. 4 зависимости коэффициента поглощения имеют аномалии в области тех амплитуд деформации, что и аномалии на рис. 3.

Переход от классической нелинейности (теория Ландау), описывающей ангармонизм, к нелинейности гистерезисного типа был обнаружен, по-видимому, впервые в работе [5]. Однако авторы [5] наблюдали плавный переход без резких изменений при уровне деформаций $\varepsilon \approx (2\text{-}5)\cdot 10^{-7}$. Резкие изменения механических

характеристик материала также наблюдались ранее. В работе [6] в области ультразвуковых частот с использованием импульсной техники измерений были обнаружены аномалии в виде резких изменений скоростей объемных волн и коэффициентов потерь в западносибирском песчанике в той же области деформаций ε ~10^{-7}, что и нашей работе.

Наличие переходов от классического ангармонизма к нелинейному гистерезису можно связать с гистерезисом сил адгезии между зернами [7]. При малых деформациях основной вклад вносит нелинейность, обусловленная концентрацией напряжений в области контакта. С увеличением амплитуды деформации начинается отрыв части контактов. Распределение уровней пороговых величин напряжений, при которых происходит отрыв, приводит к появлению гладких зависимостей напряжения от деформации [7], что ранее было показано в рамках феноменологической модели PM-пространства [1]. Наличие жидкости приводит к уменьшению коэффициента адгезии, и соответственно, прочности связей между зернами. Это проявляется в уменьшении порога деформации, отвечающего переходу от ангармонизма к нелинейному гистерезису. Увеличение резонансной частоты продольных колебаний может быть связано с тем, что динамический коэффициент адгезии существенно превышает коэффициент адгезии при плавном разъединении поверхностей [8]. Увеличение обусловлено затратами энергии на диссипативные процессы. Данный эффект приводит к увеличению жесткости материала и росту потерь, что подтверждается экспериментальными данными (рис. 4).

В случае крутильных деформаций гистерезис, по-видимому, связан с другим эффектом. Как известно, при тангенциальном смещении двух тел, находящихся в контакте друг с другом, наблюдается так называемое частичное проскальзывание [9] и связанный с этим гистерезис в зависимости «тангенциальное напряжение–тангенциальная деформация». Добавление жидкости приводит к уменьшению трения и проскальзыванию зерен. Как уже отмечалось выше, для сухого образца переход к режиму колебаний с нелинейным гистерезисом не наблюдался. Предположительно, такое поведение связано с существенным увеличением трения зерен в отсутствие жидкости.

Таб. 1. Параметры нелинейности

№	Γ	α
1	$1.3\cdot10^{10}$	760
2	$1.3\cdot10^{12}$	
3	$1.9\cdot10^{10}$	1700
4	$5.1\cdot10^{10}$	1000
5	$2.2\cdot10^{10}$	2900
6	$6.7\cdot10^{9}$	6200-6400
7	$8.2\cdot10^{8}$	
8		600-800

В таб. 1 представлены значения величин Γ и α характеризующих нелинейность, соответственно ангармонизм – $\Delta\omega/\omega_0 = -\Gamma\varepsilon^2$ [4], и гистерезис – $\alpha = \partial\omega/\partial\varepsilon$ [1]. В выражениях ω_0 – величина резонансной частоты при малой амплитуде деформации. Порядковые номера в таблице отвечают: №1 – резонансу продольной моды сухого образца, №2 – резонансу крутильной моды сухого образца, №3 – резонансу продольной моды воздушно-сухого образца, №4 – резонансу крутильной моды воздушно-сухого образца, №5 – резонансу продольной моды полностью насыщенного водой образца. Номера №6−8 отвечают данным из литературных источников для воздушно-сухих образцов. Величины Γ для №6, 7 получены из данных для песчаников Fontainbleau и Berea из работы [5], величины α для №6, 8 взяты из работы [10] для песчаника Fontainbleau и известняка Estaillades.

Данные таблицы 1 позволяют сделать ряд выводов. Во-первых, наибольшее значение Γ отвечает крутильной моде сухого образца, и при незначительном изменении содержания жидкости уменьшается на порядок. Такое поведение указывает на важную роль сухого трения. Величины Γ для продольной моды немонотонно зависят от насыщения: переход от сухого к воздушно-сухому состоянию приводит к примерно

двукратному увеличению Г, а переход к полному насыщению ведет к уменьшению Г на порядок. Во-вторых, параметр Г, отвечающий за квадратичную зависимость резонансной частоты от амплитуды деформаций, аномально велик и превышает данные других авторов на величину от одного до двух порядков.

Можно предположить, что появление аномалий в величинах Г связано с особенностями строения образца. Исследуемый материал состоит из 43.4% кальцита $CaCO_3$, 42.6% доломита $CaMg(CO_3)_2$ и 11.1% периклаза MgO. При этом в гистограмме распределения зерен по размерам выделялись два максимума ~0.1мм и ~0.01 мм, отвечающие кальциту и доломиту соответственно [2]. Сравнительный анализ данных работы [10] указывает на связь величины нелинейности с химической и структурной неоднородностью материалов, а также с наличием мелких пространственных масштабов. Действительно, максимальные величины параметра α были измерены в мраморе, а также в песчаниках Berea и Meule. Все эти материалы имели сложный состав при наличии зерен малых размеров, как и исследованный нами известняк. Мрамор, исследованный в работе [10], представлял собой смесь ромбоэдрических кристаллитов $MgCO_3$ и $CaCO_3$ с малой проницаемостью пор. Песчаники представляли собой мелкозернистые горные породы, состоящие в основном из кварца и полевого шпата.

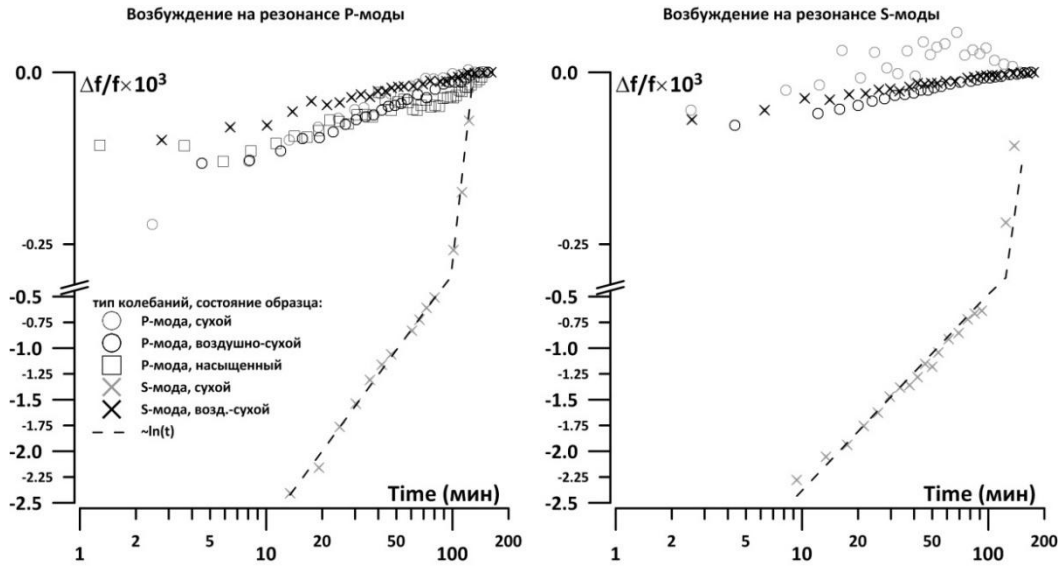


Рис. 5. Медленная релаксация в образце карбонатной горной породы. Слева релаксация после длительного воздействия на резонансе продольной моды, справа – после длительного воздействия на резонансе крутильной моды

На рис. 5 представлены результаты исследования медленной релаксации остаточных деформаций внутри карбонатной горной породы. Измерения зависимости частот от времени проводились с использованием минимально возможных амплитуд деформаций $\varepsilon \sim 10^{-9}$. Нами были рассмотрены следующие варианты: (1) релаксация резонансных частот продольной и крутильной мод после долговременного воздействия на резонансе продольной моды, и (2) релаксация тех же резонансных частот после долговременного воздействия на резонансе крутильной моды. Под долговременным воздействием, аналогично [1], понимается возбуждение колебаний на резонансе выбранной моды в течение примерно 30 минут. Поскольку в каждом из экспериментов использовались различные амплитуды деформаций при возбуждении резонансных колебаний, данные были приведены к одной амплитуде деформаций 10^{-7}.

В недавней работе [7] совместное проявление гистерезисной нелинейности и медленной релаксации получило следующее объяснение. В фазе растяжения происходит отрыв контактов, удерживаемых силами адгезии. При наличии в потенциале поверхностных сил, по крайней мере, двух минимумов, разделенных

барьером, переход во второй локальный минимум (метастабильное состояние) приводит к выключению контактов из процессов, связанных с гистерезисом адгезии. Именно эти контакты, находящиеся в «возбужденном» состоянии отвечают за остаточные деформации и их последующую релаксацию к невозмущенному состоянию.

Важно отметить интересную особенность полученных данных. Действительно, сравнивая данные рис. 3 и 5, несложно заметить, что сдвиговые деформации образца, находящегося в сухом состоянии, качественно отличаются от объемных и сдвиговых при наличии небольшого количества жидкости. При этом, как видно из рис. 3, зависимость резонансной частоты от амплитуды деформации квадратичная во всем исследованном диапазоне ее изменений. Перехода к характерной для гистерезисной нелинейности линейной зависимости не наблюдалось. В рамках модели [7] отсутствие гистерезиса должно указывать и на отсутствие явления медленной релаксации. Тем не менее, данные рис. 5 указывают на существование выраженной логарифмической зависимости от времени. Многократная проверка экспериментальных данных показала достоверность полученных зависимостей. Поэтому для объяснения обнаруженных расхождений с моделью [7] необходимо провести дополнительные теоретические исследования.

Подведем итог. В представленной работе, насколько мы можем судить, впервые проведено совместное исследование акустической нелинейности для объемных и сдвиговых деформаций в горной породе при изменении ее насыщенности. Представленные результаты показывают, что амплитудные зависимости модулей упругости объемных и сдвиговых деформаций качественно отличаются. Также проведено совместное исследование медленной релаксации объемных и сдвиговых деформаций, выявившее представляющие интерес для дальнего анализа особенности. Работа частично поддержана РФФИ, гранты №13−05−97053, №14−02−00695 и №14−05−31249 мол_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Guyer R.A., Johnson P.A. Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of rocks, soil, concrete. Wiley-VCH, 2009.
2. Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A. Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock // Acoustical Physics. — 2010. V.56. № 6. — P.794-806.
3. Lebedev A.V., Bredikhin V.V., Soustova I.A., Sutin A.M., Kusunose K. Resonant acoustic spectroscopy of microfracture in a Westerly granite sample // J. Geophys. Res. — 2003. V.108. № B10. — EPM11(1-12).
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. Том 1. Теоретическая физика. М.: Наука, 1988.
5. Pasqualini D., Heitmann K., TenCate J.A., Habib S., Higdon D., Johnson P.A. Nonequilibrium and nonlinear dynamics in Berea and Fontainebleau sandstones: Low-strain regime // J. Geophys. Res. — 2007. V.112. — B01204..
6. Mashinskii E.I. Anomalies of low-intensity acoustic wave attenuation in rocks // J. Mining Science. — 2008. V. 44. № 4. — P.345-352.
7. Lebedev A.V., Ostrovsky L.A. A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials // Акустический Журнал. — 2014. V.60. № 5. — В печати.
8. Maugis D., Barquins M. Fracture mechanics and the adherence of viscoelastic bodies // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1978. V.11. — P.1989-2023.
9. Джонсон К. Механика контактного взаимодействия. М: Мир, 1989.
10. Johnson P.A., Zinszner B., Rasolofosaon P., Cohen-Tenoudji F., Abeele K.V.D. Dynamic measurements of the nonlinear elastic parameter A in rock under varying conditions // J. Geophys. Res. — 2004. V.109. — B02202.

МОДЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА И МЕДЛЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Лебедев А.В., Островский Л.А.

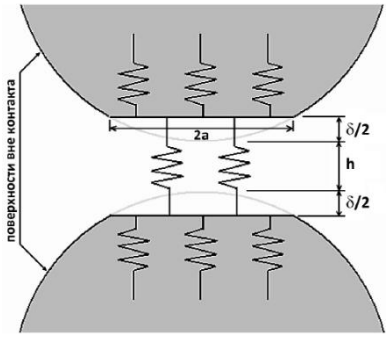
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: swan@hydro.appl.sci-nnov.ru

Предложена модель, связывающая акустическую нелинейность и гистерезис зависимости напряжения от деформации с медленной релаксацией в структурно-неоднородных средах. Модель основана на анализе контакта зерен и потенциала поверхностных сил с барьером. В результате оказывается возможным описать классическую акустическую нелинейность, упругий гистерезис и логарифмический закон релаксации скорости звука. Переход к режиму деформации с гистерезисом имеет порог по амплитуде деформации, та же характерная величина деформации отвечает появлению релаксации с логарифмической временной зависимостью. Оценки характерного пространственного размера, связанного с релаксацией, дают близкие величины для разнообразных материалов, а размер сопоставим с пространственным масштабом, характерным для сил Ван-дер-Ваальса. Наблюдается тенденция увеличения указанного размера с ростом химической и/или структурной неоднородности. Предложенная физическая модель позволяет интерпретировать имеющиеся экспериментальные данные и открывает возможности для развития перспективных методов диагностики структурно-неоднородных сред.

Хорошо известно, что горные породы и другие материалы, имеющие сложную внутреннюю структуру, обладают аномальной акустической нелинейностью. Необычные акустические нелинейные свойства привлекают исследователей в течение многих лет (например [1, 2]), что обусловлено необходимостью описания разрушительных сейсмических явлений, как, например, землетрясения (например, [3, 4]), и важностью решения задач диагностики разрушения гетерогенных материалов (например, [5]). Два характерных свойства многократно наблюдались в экспериментах, как по отдельности, так и совместно: гистерезис зависимости напряжение–деформация и длительная релаксация. Многие из этих экспериментальных результатов описаны и обсуждаются в [1, 2]. Предложенные теоретические модели носят феноменологический характер, например, широко используемая модель PM-пространства, использующая статистику идеализированных гистерезисных элементов для описания связи между напряжением и деформацией (подробнее в [2]). В представленной работе предлагается физическая модель структурно-неоднородной среды, в которой нелинейные и релаксационные свойства объясняются особенностями контактов между структурными элементами или зернами, которые связаны поверхностными силами [6].

Эти силы взаимодействия в области контакта зерен описываются немонотонным потенциалом взаимодействия $V(h)$, где h – расстояние между ближайшими точками взаимодействующих поверхностей [6]. Для упрощения дальнейшего рассмотрения ограничимся случаем, когда потенциальная функция имеет два минимума, разделенных барьером. Физические причины, приводящие к появлению немонотонности функции $V(h)$, обсуждаются в [6]. Основное состояние равновесия контактирующих тел отвечает минимальному расстоянию h, а величина потенциала V_p. Второе (и другие, если таковые имеются) состояние равновесия характеризуется величиной $V_s > V_p$.



Нелинейный гистерезис в зависимости напряжение– Рис. 1. Упрощенная модель
деформация представляет собой макроскопическое проявление гистерезиса адгезии контактов зерен. Гистерезис адгезии при контакте деформируемых тел исследовался в пионерской работе [7]. Другие механизмы гистерезиса адгезии рассмотрены в [6] и связаны с наличием неустойчивостей в системе «адгезионный шов–пружина» при неизменности площади соприкосновения тел. Подобные упрощенные модели широко используются и, например, авторы [2] ввели в феноменологическую модель PM-пространства соответствующие гистерезисные элементы.

При деформации гранулированных сред площадь контакта зерен, очевидно, должна изменяться, и модель JKR [7] представляется наиболее подходящей для описания нелинейного гистерезиса. Адгезия или прилипание тел имеет место и в рамках модели Дерягина–Мюллера–Торопова (DMT) [8], однако, как было установлено позже, в рамках модели DMT гистерезис адгезии не имеет места: отрыв и восстановление контакта происходят при одних и тех же значениях управляющих параметров. Было установлено, что область применимости каждой из двух моделей, которые до этого имели богатую историю экспериментальной проверки, зависит от соотношения жесткости контактирующих упругих тел, их размеров и свойств адгезионного шва [9] (см. также подробное обсуждение в [10]).

Предлагаемая нами модель учитывает два качественно отличающихся режима деформирования, что позволяет связать на первый взгляд различные эффекты нелинейного гистерезиса и медленной релаксации. Контакт двух тел при наличии шва адгезии можно упрощенно представить себе в виде модели с двумя пружинами (рис. 1). Уменьшение расстояния между центрами шаров может быть достигнуто либо за счет деформации самих тел в области контакта (увеличения δ на рис. 1), либо за счет деформации адгезионного шва (уменьшения h на рис. 1). Степень сжатия каждой из пружин, очевидно, зависит от их жесткости. Если контактирующие тела мягкие, то полная деформация связана преимущественно с изменением δ. При этом образуется контакт конечной площади с адгезией, которому отвечает минимальное значение потенциальной энергии поверхностных сил V_p. Такому контакту будет отвечать гистерезис адгезии, поскольку отрыв и восстановление контакта имеют место при различных величинах δ, h. При отсутствии отрыва, что отвечает наиболее жестким и устойчивым контактам, их деформация приводит к появлению ангармоничности. Таким образом, качественно переход от ангармоничности к нелинейному гистерезису может быть объяснен превышением порога по силе адгезии для характерных размеров контактов.

Если контактирующие тела являются жесткими (недеформируемыми), например, из-за малого радиуса кривизны или больших величин модулей упругости материала, из которого они состоят, то полная деформация связана с изменением толщины h адгезионного шва. В этом случае нет причин для образования адгезионного шва в пределах круга конечного радиуса a в момент касания тел и, как следствие, гистерезис адгезии отсутствует. Дифференциальная жесткость адгезионного шва зависит от равновесного расстояния h и сильно отличается для состояний равновесия V_p и V_s, что обеспечивает существования двух качественно отличающихся режимов деформирования. При интенсивных деформациях часть контактов может перейти через барьер и оказаться во втором состоянии равновесия (V_s), выключившись из процессов деформации с гистерезисом (V_p). После выключения интенсивного воздействия именно эти «возбужденные» состояния ответственны за медленную релаксацию, модель которой ранее рассмотрена в [11].

Рассмотрим контакт между двумя упругими телами при наличии поверхностных сил. В работе [9] выделено два предельных случая: (1) контакт тел с большим радиусом кривизны поверхностей и (2) контакт тел с малым радиусом кривизны. В первом случае гистерезис адгезии имеет место, во втором – отсутствует. Переход от одного предельного случая к другому определяется величиной параметра μ по сравнению с единицей [10]:

$$\mu = \left(\frac{V^2(h_m)R}{E^{*2}h_m^3} \right)^{1/3}, \qquad (1)$$

где $V(h_m)$ – величина удельной (на единицу площади) потенциальной энергии поверхностных сил в состоянии равновесия $h=h_m$, $E^* = \left[(1-\nu_1^2)/E_1 + (1-\nu_2^2)/E_2\right]^{-1}$, $E_{1,2}$, $\nu_{1,2}$ – модули Юнга и коэффициенты Пуассона контактирующих зерен, $1/R=1/R_1+1/R_2$, $R_{1,2}$ – радиусы кривизны зерен. Анализ, проведенный в [9], показал, что гистерезис адгезии наблюдается при: $\mu>0.81$. При условии $\mu<<1$ справедлива теория DMT, и гистерезис адгезии отсутствует. В области $\mu>>1$

– модель JKR, которой отвечают различные величины радиуса пятна контакта в момент отрыва и восстановления. Если переписать (1) через дифференциальные жесткости, то окажется, что величина μ есть не что иное, как отношение величин жесткости пружин на рис. 1. Таким образом, критерий перехода от модели без гистерезиса адгезии к модели с гистерезисом адгезии имеет простой физический смысл.

В рамках модели JKR сила F и смещение δ связаны следующим образом [7]:

$$F = \frac{4E^* a^3}{3R} - \sqrt{8\pi\gamma E^* a^3}, \delta = \frac{a^2}{R} - \frac{2}{3}\sqrt{\frac{9\pi\gamma a}{2E^*}}, \quad (2)$$

где a – радиус пятна контакта (рис. 1), γ – коэффициент адгезии, равный по величине V_p. Прочность связи F_c пропорциональна R и равна (рис. 2): $F_c=C\pi\gamma R$, где $C=-3/2$ в случае отрыва при δ_c (теория JKR) и $C=-5/6$ в случае отрыва при δ_c^* (максимально возможная величина из-за влияния диссипативных процессов).

Отметим, что величина R может существенно превышать средний радиус зерна R_g из-за сглаживания контакта зерен под действием высоких температур и давления в процессе формирования горной породы [12]. В результате в области контакта образуются стеклоподобные структуры [12], указывающие на гладкость поверхности контакта и важность сил адгезии.

При малых амплитудах деформации отрыв контакта зерен не наблюдается, а полный потенциал связи может быть представлен в виде разложения в ряд Тейлора в окрестности состояния равновесия $U_\Sigma \approx U_{\min} + \alpha(x - x_0)^2 - \beta(x - x_0)^3 + \ldots$, где $x=\delta+h$ – полное смещение и x_0 отвечает состоянию равновесия. Модуль упругости и коэффициент квадратичной нелинейности могут быть найдены после интегрирования с весом в виде функции распределения R. Простые оценки показывают, что типичные значения модулей упругости ~1−10 ГПа пород, содержащих значительное количество зерен кварца, отвечают контактам с R~1мм. Коэффициент квадратичной нелинейности для таких контактов $\Gamma_2 = -3\beta R/2\alpha \sim -10^4$, что согласуется с многочисленными данными прямых измерений Γ_2 (например, [1, 2, 13]). Точки отрыва показаны на рис. 2, где изображена зависимость $\tilde{\sigma}_h = F/4\pi R_g^2$ как функция от $\varepsilon = x/2R_g$. Величине ε_c отвечает равенство нулю дифференциальной жесткости контакта ($d\sigma/d\varepsilon=0$) и при дальнейшем увеличении смещения квадратичная форма, отвечающая потенциальной энергии, становится не положительно определенной. При нулевой вязкости контакт становится неустойчивым. Другой предельный случай (ε_c^*) отвечает очень большой вязкости, и в этом случае разрыв контакта имеет место при $d\sigma/d\varepsilon \to -\infty$. Учет диссипации требует отдельного рассмотрения, что выходит за рамки представленной работы.

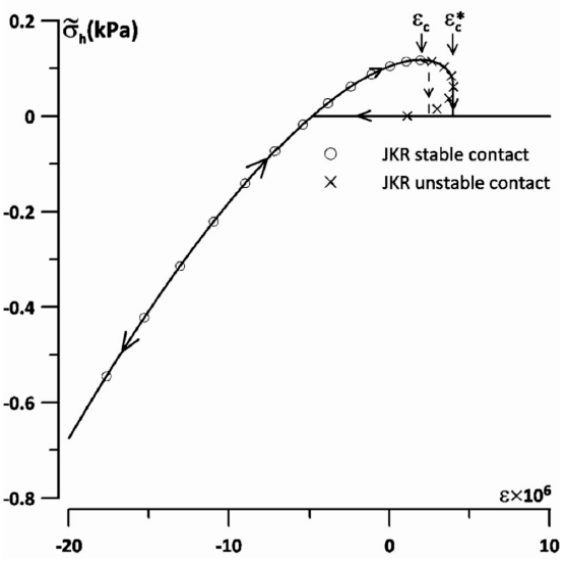


Рис. 2. Функциональная зависимость напряжения от деформации для модели (2) при R=1 мм. Кресты отвечают неустойчивости в рамках статической модели JKR.

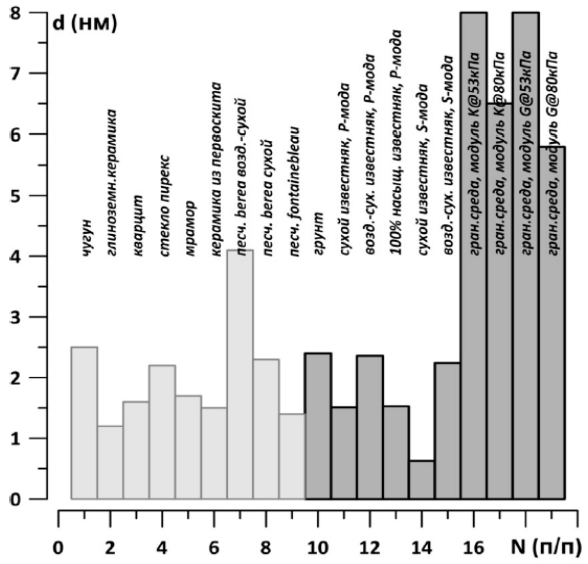


Рис. 3. Пространственный масштаб, связанный с процессом релаксации для различных материалов

При учете функции распределения контактов зависимость напряжения от деформации, изображенная на рис. 2, становится гладкой, состоящей из двух парабол (подробнее в [14]). В результате появляется характерная для гистерезиса линейная зависимость скорости звука от амплитуды деформации. Сами петли на рис. 2 можно рассматривать как физические гистерезисные элементы вместо прямоугольных РМ-петель, рассматриваемых в феноменологическом описании [2]. Выше отмечалось, что в экспериментах наблюдался пороговый переход от классической нелинейности (ангармонизма) к гистерезисной нелинейности. В рамках предложенной модели такой пороговый переход связывается с величиной μ (1) и качественным изменением режима деформирования. Поскольку сила связи зерен пропорциональна R, то, начиная с амплитуды деформации, которой отвечает разрыв связей с μ>0.81, проявляются эффекты гистерезиса. Несложные оценки показывают, что горных пород, состоящих по большей степени из зерен кварца, измеренная пороговая величина деформации в песчаниках [15] $\varepsilon^* \approx (2-5)\cdot 10^{-7}$ отвечает контактам с $R^* \approx 0.2$мкм, для которых $\mu \sim 1$. Приблизительно тем же величинам деформации отвечает и появление эффектов медленной релаксации, наблюдавшихся в экспериментах.

В рамках предложенной модели это находит свое естественное объяснение. При превышении порога по деформации происходит разрыв контактов, для которых имеет место гистерезис адгезии, и некоторая их часть оказывается в положении второго минимума потенциальной энергии поверхностных сил V_s, которому отвечает метастабильное состояние равновесия. Поскольку, как показывают несложные оценки, высота барьера между состояниями V_p и V_s оказывается значительно больше энергии тепловых движений kT, где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, закон релаксации остаточных деформаций становится логарифмическим [11].

Интересно отметить, что пространственный масштаб d, связанный с процессом релаксации (подробнее в [11, 14]), имеет порядок 1 нм для консолидированных горных пород и 10 нм для сыпучих материалов. При этом наблюдается корреляция между величиной d и химической/структурной неоднородностью консолидированных материалов, а также с давлением сжатия в случае сыпучих сред. Соответствующие данные приведены в [14, 16] и представлены в виде графика на рис. 3. Темно-серым цветом отмечены экспериментальные данные ИПФ РАН. Светло-серым – экспериментальные данные, полученные другими исследовательскими группами. Нетрудно видеть, что сильно отличающиеся консолидированные материалы, данные для которых получены независимо, характеризуются близкими величинами пространственного масштаба, связанного с релаксацией d=1−4 нм. Этот масштаб имеет порядок расстояния действия сил Ван-дер-Ваальса [6], что дополнительно указывает на общность процессов гистерезиса адгезии и медленной релаксации в структурно-неоднородных средах. Масштаб d существенно больше для сыпучих материалов, для которых более вероятно связывать его не с адгезией, а наличием микроскопических вакансий в упаковке зерен. Это предположение согласуется с фактом уменьшения d при увеличении давления сжатия упаковки.

Подведем краткий итог:

1. В представленной работе предложена и обсуждается физическая модель нелинейных свойств структурированных сред, включая геофизические материалы. Модель, основанная на минимальных физически разумных предположениях, позволяет одновременно описать классическую нелинейность, гистерезис и медленную релаксацию. Имеется согласие с экспериментальными фактами, полученными различными исследовательскими группами.
2. Оценка характерного размера, связанного с процессом релаксации, выполнена для большого объема экспериментальных данных и различных исследовавшихся материалов. Эта величина имеет порядок дальности действия сил Ван-дер-Ваальса и составляет 1−4 нм для консолидированных сред и ~10 нм – для сыпучих. При этом видна тенденция к увеличению этого характерного размера по мере увеличения химической и структурной неоднородности.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №13−05−97053, №14−02−00695.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ostrovsky L.A., Johnson P.A.* Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials // Rivista del Nuovo Cimento. 2001. V. 24. №7. P. 1–46.
2. *Guyer R.A., Johnson P.A.* Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of rocks, soil, concrete. Wiley-VCH. 2009.
3. *Field E.H., Johnson P.A., Beresnev I.A., Zeng Y.* Nonlinear ground-motion amplification by sediments during the 1994 Northridge earthquake // Nature. 1997. V. 390. P. 599–602.
4. *Johnson P.A., Bodin P., Gomberg J., Pearce F., Lawrence Z., Menq F.-Y.* Inducing in situ, nonlinear soil response applying an active source // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. B05304.
5. *Руденко О.В.* Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН. 2006. V. 176. № 1. С. 77–95.
6. *Israelachvili J.N.* Intermolecular and surface forces. Academic press, N.Y. 1992.
7. *Johnson K.L., Kendall K., Roberts A.D.* Surface energy and the contact of elastic solids // Proc. of Royal Soc. London. 1971. V. A324. P. 301–313.
8. *Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М.* Поверхностные силы. М.: Наука. 1985.
9. *Maugis D.* Adhesion of spheres: the JKR-DMT transition using Dugdale model // J. Colloid Interface Sci. 1992. V. 150. P 243–269.
10. *Johnson K.L., Greenwood J.A.* An adhesion map for the contact of elastic spheres // Journal of Colloids and Interface Science. 1997. V. 192. P. 326–333.
11. *Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И.* Наблюдение эффектов медленной динамики в неконсолидированных средах в натурных условиях // Акустический Журнал. 2009. Т. 55. № 2. С. 208–215.
12. *Page K.L., Proffen Th., McLain S.E., Darling T.W., TenCate J.A.* Local atomic structure of Fontainebleau sandstone: Evidence for an amorphous phase? // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L24606.
13. *Winkler K.W., Xingzhou Liu.* Measurements of third-order elastic constants of rocks // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. P. 1392–1398.
14. *Lebedev A.V., Ostrovsky L.A.* A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials // Акустический Журнал. 2014. Т. 60. № 5. В печати.
15. *Pasqualini D., Heitmann K., TenCate J.A., Habib S., Higdon D., Johnson P.A.* Nonequilibrium and nonlinear dynamics in Berea and Fontainebleau sandstones: Low-strain regime // J. of Geophys. Res. 2007. V. 112. B01204.
16. *Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Бредихин В.В.* Новый метод акустических исследований сыпучих материалов. Предварительные результаты // Известия вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 3. С. 149–172.

ДИСТАНЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА СОСТОЯНИЯ ГРУНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНФОРМАЦИИ О ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЕ РЭЛЕЯ

Коньков А.И., Лебедев А.В., Манаков С.А.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: magister44@yandex.ru

Для решения многочисленных прикладных задач инженерной геофизики широко используется метод спектрального анализа поверхностных волн («Spectral Analysis of Surface Waves» или SASW). Для определения зависимости скорости сдвиговой волны от глубины метод использует дисперсионную зависимость скорости поверхностной волны Рэлея, определяемой по измерениям частотной зависимости фазы вертикальной проекции смещения. При этом отношение скоростей объемных волн или коэффициент Пуассона среды предполагается априори известным. Авторским коллективом метод SASW был расширен за счет включения в рассмотрение дисперсии поляризации в волне Рэлея наряду с анализом дисперсионной характеристики. В результате решения обратной задачи оказывается возможным восстановить зависимость от глубины обеих объемных скоростей, а решение не зависит от априорных соображений. Используя предложенный расширенный метод SASW, была проведена количественная оценка изменений характеристик волны Релея при искусственном насыщении жидкостью, когда на контрольную область известных размеров в течение двух дней выливались известные объемы воды. В результате оказалось возможным осуществить мониторинг состояния грунта и его насыщенности по глубине, определить характер фильтрации жидкости.

Возбуждение волны Рэлея осуществлялось при помощи вертикального вибратора разработки ИПФ РАН, установленного на поверхности грунта. Вибратор возбуждался сигналом с линейно-частотной модуляцией в диапазоне 5-200 Гц. В качестве приемников были использованы горизонтально- и вертикально-ориентированные геофоны, расположенные попарно, с фиксированным расстоянием между позициями пар. Регистрация сигналов осуществлялась при помощи двух 24-х канальных цифровых сейсмостанций «Лакколит X-M2». Каждая серия измерений состояла из 100 и более реализаций, которые затем когерентно суммировались для увеличения отношения сигнал/шум. При решении обратной задачи по восстановлению характеристик грунта использовалась модель плоскослоистой среды. Неизвестными параметрами были скорости двух объемных волн и толщины слоев. Поиск параметров, отвечающих минимуму среднеквадратичных отклонений между измеренными и вычисленными значениями, осуществлялся при помощи как стохастических (начальное приближение), так и детерминированных градиентных алгоритмов (корректировка решения). Описанный в работе дистанционный метод диагностики состояния грунта представляет интерес в многочисленных приложениях, например, в задачах мониторинга загрязнения окружающей среды жидкими отходами.

Жидкость, находящаяся в порах грунта, оказывает сильное влияние на его характеристики. Высокое содержание воды может привести к разжижению грунта. Поэтому, например, для прогнозирования катастрофических явлений необходимо проводить дистанционную диагностику степени насыщения. Анализ насыщенности почвы может быть произведен при помощи традиционных методов гидрологического измерения на образцах, таких как нейтронные методы разведки [1]. Также возможно прямое измерение массовой доли жидкости в образце грунта (термогравиметрический метод). В его основе лежит измерение веса образца до и после его высушивания [2]. Однако этот метод деструктивный: требуется извлекать образец грунта и затем изучать его в лабораторных условиях.

Значительный интерес представляют методы дистанционного исследования, позволяющие получить информацию о состоянии природных сред в естественных условиях и изменениях этого состояния. В представленной работе рассматривается сейсмоакустический метод исследования грунта при контролируемом изменении насыщенности. При проведении малоглубинных исследований используемые источники сейсмоакустического излучения в основном располагаются на поверхности. Основная доля энергии излучения переносится поверхностными волнами, и использование волн этого типа для решения задач приповерхностной дистанционной

диагностики представляется совершенно естественным. Известно также, что для разрешения литологических различий необходим анализ как продольных, так и поперечных упругих волн.

Связь между фазовой скоростью поверхностных волн Рэлея и неоднородностью среды была установлена приблизительно в середине 60-х годов XX века и стала основой метода спектрального анализа поверхностных волн (сокр. SASW от англ. «Spectral Analysis of Surface Waves»). Основная идея метода заключается в измерении дисперсии поверхностной волны и в восстановлении соответствующего профиля скорости сдвиговой волны. Для его реализации необходимо располагать как минимум двумя геофонами, расположив источник на соединяющей их линии на удалении, достаточном для пренебрежения эффектами ближнего поля в интересующей полосе частот. В простейшем случае анализ зависимости фазы взаимного спектра двух принятых сигналов от частоты $\varphi(f)$ позволяет определить скорость волны Рэлея как $V_R=2\pi fd/\varphi$, где d – расстояние между геофонами (см., например, [3]). Более сложные реализации метода требуют применения процедур стробирования и/или фильтрации по временным и пространственным частотам для выделения вклада волны Рэлея при использовании большого числа приемников (сокр. MASW от «Multichannel Analysis of Surface Waves»), что повышает достоверность данных [4].

Соответствующие алгоритмы решения обратных задач получили развитие в середине 80-х годов с появлением цифровых средств многоканальной регистрации и быстродействующих компьютеров. В настоящее время существует несколько модификаций метода SASW/MASW, различающихся типом исследуемых волн (основная гармоника волн Рэлея или Лява или их высшие гармоники), режимом проведения наблюдений (активный или пассивный) и частотным диапазоном измерений.

Простота метода SASW/MASW обусловила его широкое использование в задачах исследования приповерхностных слоев земных пород, в том числе с целью диагностики землетрясений и динамических нагрузок. Этот метод также применяется в дефектоскопии деталей механизмов, содержащих трещины, в неразрушающей дистанционной диагностике дорожных покрытий, мостов, туннелей и т.п. [5]. В работе [6] описан пример его использования для обнаружения подземных мин. Таким образом, многие прикладные задачи современной акустики решаются с использованием этого метода. Широкое использование SASW/MASW обусловлено следующими причинами:

1) 95% энергии в приповерхностном слое переносится волной Рэлея [7]. Следовательно, задача идентификации этой волны не представляет сложности. Эффективная ширина приповерхностного слоя зависит от частоты.
2) Амплитуда поверхностной волны Рэлея уменьшается обратно пропорционально квадратному корню величины расстояния до источника, а в случае объемных сферических волн их амплитуда уменьшается обратно пропорционально расстоянию. Это обеспечивает более высокое соотношение сигнал/шум.
3) Метод является дистанционным и неразрушающим, что позволяет осуществлять диагностику и мониторинг состояния окружающей среды в условиях ее естественного существования, прогнозировать развитие экстремальных явлений, например, оползней, обвалов, образований карстовых провалов.

Известные из литературы реализации SASW/MASW основаны на априорной информации о величине коэффициента Пуассона (современное состояние проблемы рассмотрено в [8]). При этом геофоны регистрируют преимущественно вертикальную проекцию смещения поверхности, в меньшей степени затухающую с глубиной по сравнению с горизонтальной [9]. Анализ частотных зависимостей проекций вектора смещения не проводится, что, по-видимому, обусловлено требованиями к скорости выполнения геофизических работ — при проведении такого анализа требуется дополнительно задействовать часть ресурсов приемной аппаратуры, в то время как

приоритетной задачей в большинстве случаев является максимальный охват площади проведения изысканий.

Известно, что в однородном полупространстве отношение амплитуды горизонтальной проекции смещения к амплитуде вертикальной проекции является функцией коэффициента Пуассона и монотонно увеличивается от 0,54 до 0,78 при уменьшении коэффициента Пуассона от 0,5 до 0 [10]. Было предположено и затем наглядно показано [11-14], что зависимость этого отношения от частоты несет достаточную информацию о распределении коэффициента Пуассона в вертикально стратифицированной среде, и решение обратной задачи в случае учета данного параметра становится более корректным. Поэтому авторами было предложено расширить метод SASW/MASW за счет включения в рассмотрение зависимости соотношения горизонтальной и вертикальной компонент смещения в волне Рэлея от частоты. Это позволило отказаться от использования априорной информации о величине коэффициента Пуассона и определять его значение непосредственно из экспериментальных данных. На основе проведенного анализа литературы можно заключить, что подобные исследования ранее не проводились.

Измерение зависимости коэффициента Пуассона от глубины позволяет определить и изменение литологии с глубиной. Литологический состав в значительной степени связан с величиной коэффициента Пуассона, и по его величине можно судить о характере связей между зернами, гранулами и т.п. структурными элементами [15,16]. Кроме того, коэффициент Пуассона характеризует отношение скоростей объемных P- и S-волн, что позволяет оценить степень насыщения пространства пор жидкостью: при насыщении скорость продольной волны увеличивается, а сдвиговой – практически не изменяется. Жидкость может оказывать влияние на свойства грунта через капиллярные силы между зернами, давление в порах за счет малой сжимаемости жидкости, физико-химическое взаимодействие с материалом зерен, разбухание частиц глины. Высокое содержание воды может привести к уменьшению внутреннего трения и разжижению грунта, поэтому диагностика степени насыщения представляет интерес при прогнозировании явлений, связанных с развитием его неустойчивости. Анализ литературы показывает возрастающий интерес к исследованиям влияния жидкости на характеристики грунтов. В данной работе продемонстрирована возможность дистанционной диагностики содержания жидкости по результатам измерений коэффициента Пуассона в натурных условиях.

На рис. 1 представлена общая схема измерений. Сейсмические волны возбуждались вертикальным вибратором собственной разработки ИПФ РАН, установленным на поверхности грунта и создающим вертикальную силу, направленную вниз. Вибратор возбуждался сигналом с линейно-частотной модуляций (ЛЧМ сигналом) в диапазоне 20-200 Гц. Аналоговый сигнал синтезировался ЦАП производства «National Instruments» и подавался затем на усилитель «Blaupunkt». Прием осуществлялся при помощи калиброванных широкополосных вертикально- и горизонтально-поляризованных геофонов, расположенных попарно. Общее число геофонов составляло 48 штук. Расстояние между позициями пар было фиксированным и составляло 0,5 м. Таким образом, была создана приемная антенна (см. рис. 1). Расстояние от вибратора до ближайшей к нему пары геофонов отвечало условиям волновой зоны во всем диапазоне частот, где проводились измерения. Регистрация сигналов осуществлялась при помощи двух цифровых 24-х канальных сейсморазведочных станций «Лакколит X-M2», обеспечивавших запись вертикальных и горизонтальных проекций скорости колебаний свободной поверхности в полосе частот 5-500 Гц при низком уровне шумов и с разрешением 24 бита (производство «Геотех», Москва). Время записи одной реализации составляло 3072 мс, каждая серия измерений состояла из приблизительно 100 реализаций, которые затем когерентно суммировались с целью увеличения соотношения сигнал/шум.

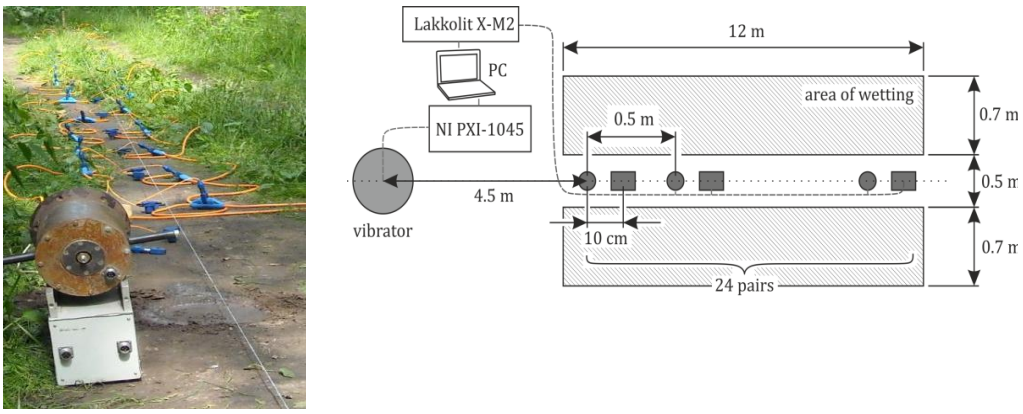


Рис. 1. Излучатель и сейсмокоса (слева). Общая схема измерений (справа). Маленькие кружки и прямоугольники отвечают положению вертикально- и горизонтально-поляризованных геофонам, большой кружок – положению излучателя.

На контрольную область (заштрихована на схеме рис. 1) выливался известный объем воды. Зависимость объема вылитой воды от времени показана на рис. 2. В течение продолжительного времени (ночью) измерения не проводились (что отмечено разрывом на оси времени). Для предотвращения растекания воды в стороны перед проведением эксперимента верхний слой почвы разрыхлялся на глубину порядка 5 см.

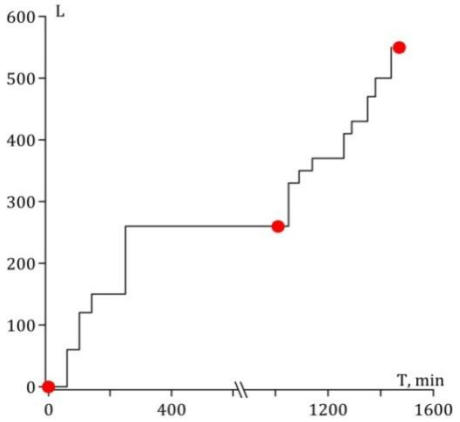


Рис. 2. Зависимость объема выливаемой воды от времени. Точками обозначены моменты времени, для которых на рис. 5 приведены профили (см. ниже по тексту).

Для выделения волны Рэлея из всего волнового пакета, регистрируемого приемной системой, и определения ее дисперсии и соотношения проекций смещения применялась процедура анализа пространственных и временных частот [17]. Пространственно-временные спектры, которые получаются путем перехода из пространственно-временной области (t,x) в область пространственных и временных частот (f,k) с помощью двумерного преобразования Фурье, изображены на рис. 3. На спектрах с горизонтальных и вертикальных приемников выделялись характеристические линии, отвечающие волне Рэлея. Их наклон определял фазовую скорость. Отношение проекций смещения равно отношению соответствующих спектральных амплитуд.

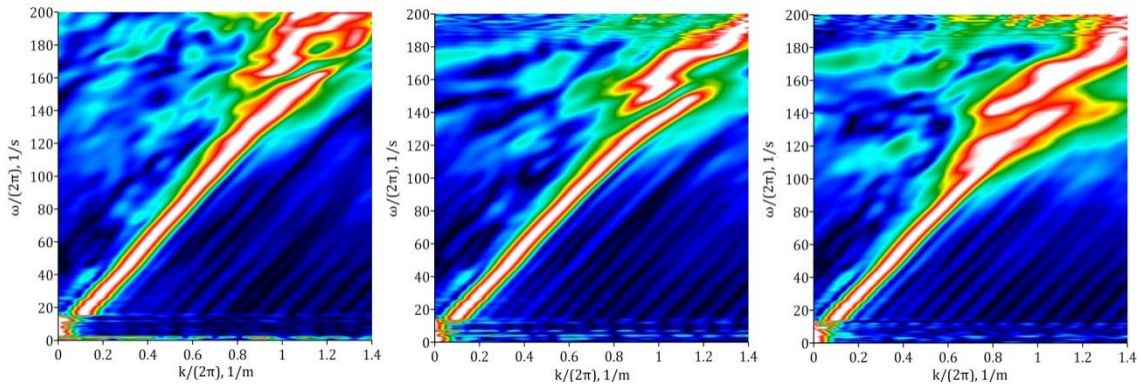


Рис. 3. Пространственно-временные спектры, рассчитанные с использованием данных с вертикальных геофонов. Рисунку слева соответствует начальное состояние грунта, по центру – началу второго дня проведения измерений, справа – концу второго дня.

Зависимости фазовой скорости волны Рэлея и соотношения проекций от частоты представлены на рис. 4. На частотах выше 120 Гц сказывается влияние разрыхленного поверхностного слоя, и поэтому данные для отношения проекций смещения в этой области частот не приводятся. Кружки отвечают начальному состоянию грунта (после взрыхления, до насыщения), треугольники – началу второго дня проведения измерений, кресты – концу второго дня (по завершению эксперимента). Пропуск данных на графике зависимости скорости волны Рэлея от частоты в последнем случае является следствием возбуждения второй моды волны Рэлея.

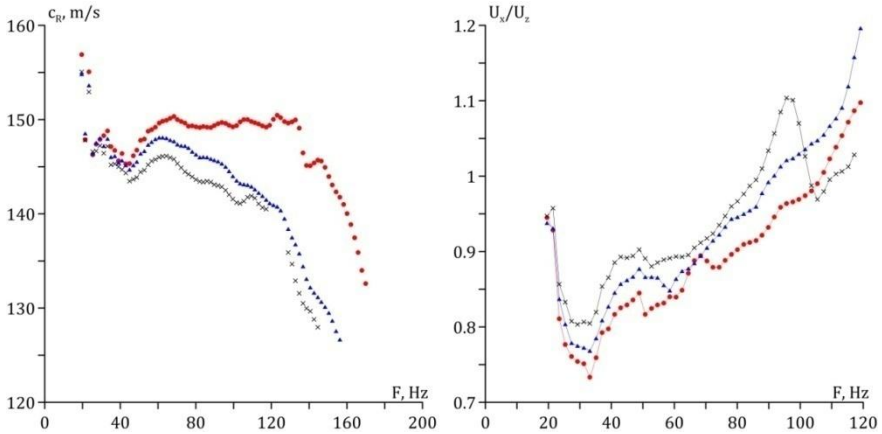


Рис. 4. Частотные зависимости фазовой скорости волны Рэлея (слева) и соотношения амплитуд горизонтальной и вертикальной проекциями смещения (справа).

При решении обратной задачи использовалась модель плоскослоистой среды [13]. Неизвестными параметрами были: скорости продольной и сдвиговой волн и толщины слоев. Оценка параметров производилась следующим образом. Осуществлялся поиск параметров среды, удовлетворяющих минимальному среднеквадратичному отклонению между измеренными и вычисленными величинами. В качестве алгоритмов поиска параметров были использованы как стохастические, так и детерминированные алгоритмы. В качестве стохастического метода использовался генетический алгоритм [18], а для уточнения получаемых результатов – метод Нелдера-Мида [19]. Измеряемыми величинами являлись скорость распространения волны Рэлея и отношение амплитуд проекций Ux/Uz (рис. 1).

Нули соответствующей матрицы пропагатора отвечают поверхностным волнам (основной и высшим модам волны Рэлея [20]), а также модам волноводного распространения (каналовым волнам). Среди всех волновых движений только основная мода волны Рэлея имеет нулевую граничную частоту. Нули определителя матрицы пропагатора определялись, начиная с самых низких частот, и при увеличении частоты значение, найденное на предыдущем шаге, использовалось в качестве начального приближения. В этом случае получаемая дисперсионная зависимость отвечает основной моде волны Рэлея. Для каждого найденного корня определителя матрицы пропагатора вычислялись проекции смещения как функции глубины и отношение амплитуды горизонтальной проекции к амплитуде вертикальной проекции на поверхности.

Плотность полагалась либо неизменной, либо задавалась по формуле Гарднера [21]: $\rho=1.74V_P^{1/4}$, где плотность выражена в г/см^3, а скорость продольной волны в км/с. Вычисляемые величины зависят от отношения плотностей граничащих слоев. В дальнейшем было выяснено, что плотность не является важным параметром и, по крайней мере, для рассмотренных экспериментальных данных при изменении плотности в разумных пределах 20% дисперсионная характеристика и отношение проекций изменялись в пределах 3-5% [11].

Зависимости фазовой скорости волны Рэлея и отношения амплитуд горизонтальной и вертикальной проекциями смещения, полученные в результате инверсии, изображены на рис. 5. Данные отвечают началу эксперимента. Загиб на графике частотной зависимости отношения проекций (на рисунке справа) в окрестности частоты 20 Гц, по-видимому, связан с влиянием ближней зоны источника. Реконструированные профили скоростей продольной и сдвиговой волн представлены на рис. 6. Для верхнего слоя при насыщении скорость волны сдвига уменьшается, а скорость продольной волны увеличивается. Это объясняется тем, что вода разрушает связи между зернами, что приводит к уменьшению сдвиговой жесткости. Наряду с этим она способствует увеличению жесткости на сжатие, т.к. имеет модуль объемной жесткости в воде больший, чем в грунте. Для следующего слоя изменения имеют уже более сложный характер и, по всей видимости, обусловлены несколькими механизмами взаимодействия скелета с жидкостью при малых степенях насыщения. Эти особенности являются предметом дальнейшего изучения в лабораторных и натурных условиях.

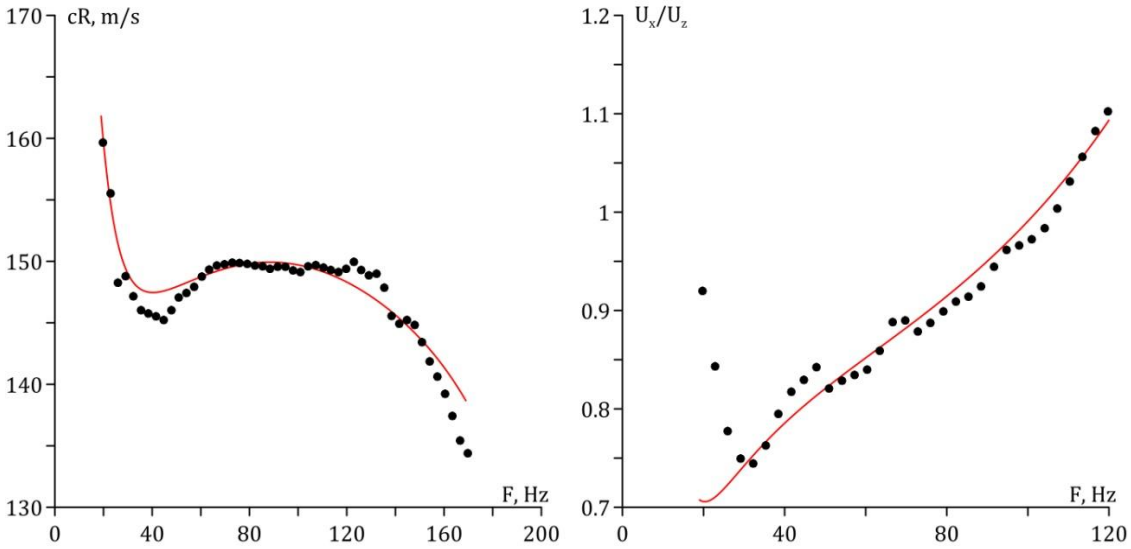


Рис. 5. Частотные зависимости фазовой скорости волны Рэлея (слева) и отношения проекций (справа). Символами обозначены данные измерений, линиями – результат инверсии.

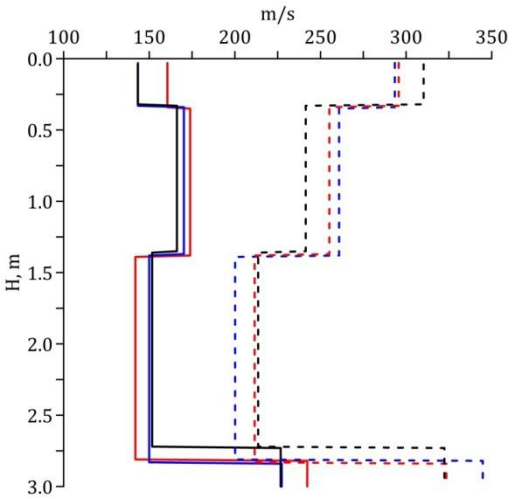


Рис. 6. Реконструированные профили скоростей волн.

Светло-серому цвету отвечает начальное состояние грунта, темно-серому – в начале второго дня проведения измерений, черному – в конце второго дня. Сплошные линии обозначают профили скорости сдвиговой волны в соответствующие стадии проведения эксперимента, пунктирные — профили скорости продольной.

Подведем итог. Показана возможность дистанционной диагностики и мониторинга состояния грунта, связанных с изменением насыщенности. Предложенный нами метод наряду с профилем скорости волны сдвига позволяет реконструировать профиль скорости продольной волны. Результаты данной работы могут быть полезны при проведении изысканий под строительство, а также при наблюдении за состоянием окружающей среды для прогнозирования нежелательных явлений (оползни, обвалы, карсты и др.). Методы, использующиеся в данном исследовании,

универсальны и результаты, таким образом, могут быть применены не только в геофизике, но и в других технических приложениях, где используются поверхностные волны (в частности, при диагностике деталей механизмов).

Работа частично поддержана РФФИ, гранты №13-05-97053, №14-02-00695, №14-05-31249.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bittelli M. Measuring Soil Water Content: A Review // HortTechnology. — 2011. Vol. 21 № 3. — P. 293-300.
2. Evett S.R. Neutron moisture meters. / S. R. Evett, L. K. Heng, P. Moutonnet, M. L. Nguyen // Field estimation of soil water content: Apractical guide to methods, instrumentation,and sensor technology. IAEA-TCS-30. International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria. — 2008.— P. 39-54.
3. Stokoe K.H., Rix G.R., Nazarian S. In situ seismic testing of surface waves // Proc. of 12th Int. Conf. Soil Mech. and Found. Engng., Rio de Janeiro. — 1989. Vol. 1. — P. 331-334.
4. Park C.B., Miller R.D. , Xia J.. *Multichannel analysis of surface waves* // Geophysics. — 1999. Vol. 64(3)— P. 800-808.
5. Campanella R.G. Field methods for dynamic geotechnical testing // Dynamic Geotechnical Testing II (STP 1213), ASTM, Philadelphia1994.— P. 3-23.
6. Alam M. , McClellan J.H. , Scott Jr. W.R. Spectrum analysis of seismic surface waves and its applications in seismic landmine detection. // J Acoust Soc Am.— 2007. Vol. 121(3) .— P. 1499-509.
7. Бондарев В.И.. Основы сейсморазведки. Екатеринбург: УГГГА, 2003. — 332 с.
8. Maraschini M. A new approach for the inversion of Rayleigh and Scholte waves in site characterization. Ph.D. thesis // Torino polytechnic university. — 2008. — 276 p.
9. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986. — 262 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Том 7. Теоретическая физика. М.: Наука, 1965. — 202 с.
11. Коньков А.И., Лебедев А.В., Манаков С.А. Построение профиля скорости волны сдвига и коэффициента Пуассона на основе анализа характеристик волны Рэлея. // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества». М.: ГЕОС, 2012. — С. 332–336.
12. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. The Near Surface Profiling based on the Rayleigh Wave Dispersive Properties for Vector Displacement. // Proceedings of the Near Surface Geoscience–2012 — 18th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics. Paris, September 3–5, 2012 — 2012. — 5 p.
13. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. Rayleigh Wave Dispersive Properties of a Vector Displacement as a Tool for P- and S-wave Velocities Near Surface Profiling // Handbook of Geomathematics (2nd edition). Springer, Heidelberg. — 2014 (in print) . — 25 p.
14. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. Subsoil characterization with use of acoustical methods // Official publication of congress «TECNIACÚSTICA 2013». — 2013. — P. 1124 – 1130.
15. Никитин В.Н. Основы инженерной сейсмики. М.: Издательство Московского Университета, 1981. — 176 с.
16. Winkler K.W. , Murphy III W.F. Acoustic velocity and attenuation in porous rocks rock physics and phase relations. A handbook of physical constants. // AGU Reference Shelf 3. American Geophysical Union. — 1995. — P. 20–34.
17. Хаттон Л., Уэрдингтон М., Мейкин Дж. Обработка сейсмических данных, теория и практика. М.: Мир, 1989. — 215 с.
18. Luque G., Alba E. Parallel Genetic Algorithms Theory and Real World Applications // Studies in Computational Intelligence. — 2011. — 184 p.
19. Nelder J.A., Mead R. A simplex method for function minimization // Computer Journal 7. — 1965. — P. 308–313.
20. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология: теория и методы. М.: Мир, 1983. — 880 с.
21. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. The rock physics handbook: tools for seismic analysis in porous media. Cambridge University Press, 2005. — 329 p.

ЭФФЕКТИВНОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛЯ P-SV ВОЛН В ДВУМЕРНОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ МЕТОДОМ ПСЕВДОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПАРАБОЛИЧСКИХ УРАВНЕНИЙ

Авилов К.В. [1)], Глазов Ю.Е.[1)], Косарев О.И.[1)]

[1)] *Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва*

E-mail: k.v.avilov@list.ru

В докладе предложен эффективный волновой алгоритм вычисления сейсмоакустических полей. По своему физическому смыслу алгоритм аналогичен операторному псевдододиференциальному параболическому уравнению. Он сформулирован в терминах напряжений и скоростей, вследствие чего допускает эффективную численную реализацию для сред с произвольной зависимостью их свойств от глубины и горизонтальной координаты, включая разрывы первого рода.

Рассмотрим трехмерную модель океана, свойства которой инвариантны относительно сдвига вдоль одной из декартовых координат или относительно поворота вокруг вертикальной оси. Если дно океана является неоднородной изотропноупругой средой, обладающей какой-либо из указанных выше симметрий, то в нем независимо друг от друга могут распространяться два типа волн – волны Лява (крутильные, SH-волны), смещения в которых горизонтальны и перпендикулярны направлению распространения волны, и волны Релея (продольно-поперечные, P-SV-волны), представляющие собой систему взаимодействующих волн сжатия-разрежения и поперечных колебаний, смещения которых лежат в вертикальной плоскости, содержащей в себе направление распространения волны [1]. Если пренебречь вязкостью воды, то расположенный в водной толще океана точечный источник объемной скорости, обладающий той же симметрией, что и среда, возбуждает в упругом дне только волны Релея. Рассмотрим поэтому вначале уравнения волн Релея для изотропно-упругой среды, инвариантной относительно сдвига вдоль декартовой координаты y в отсутствие источников:

$$\begin{pmatrix} i\omega\rho & D_z & 0 & 0 & D_x \\ \mu D_z & i\omega & 0 & \mu D_x & 0 \\ 0 & D_x & D_z & i\omega\rho & 0 \\ (\lambda+2\mu)D_x & 0 & 0 & \lambda D_z & i\omega \\ \lambda D_x & 0 & i\omega & (\lambda+2\mu)D_z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{zz} \\ v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix} = 0 \qquad (1)$$

с линейными граничными условиями, задаваемыми на плоских границах волновода. Здесь v_x и v_z - декартовы компоненты скорости смещений, σ_{xx}, σ_{xz} и σ_{zz} - декартовы компоненты тензора напряжений, D_x и D_z - операторы производных по декартовым координатам, ρ - плотность среды, λ и μ - коэффициенты Ламе среды, ω - круговая частота, i - мнимая единица, зависимость от времени задается множителем $\exp(-i\omega t)$. Первые и третье уравнения представляют собой уравнения Ньютона, а остальные суть закон Гука, связывающий тензор напряжений с относительными смещениями среды. В уравнениях использованы скорости среды, а не смещения с тем, чтобы при $\mu \to 0$ уравнения (1) имели форму уравнений акустики невязкой сжимаемой жидкости.

Разрешим четвертое и пятое уравнения относительно производных D_x и D_z, умножив последние два уравнения на матрицу $\begin{pmatrix} \lambda+2\mu & \lambda \\ \lambda & \lambda+2\mu \end{pmatrix}^{-1}$ и умножим их на μ

$$\begin{pmatrix} i\omega\rho & D_z & 0 & 0 & D_x \\ \mu D_z & i\omega & 0 & \mu D_x & 0 \\ 0 & D_x & D_z & i\omega\rho & 0 \\ \mu D_x & 0 & \dfrac{-i\omega\lambda}{4(\lambda+\mu)} & 0 & \dfrac{i\omega(\lambda+2\mu)}{4(\lambda+\mu)} \\ 0 & 0 & \dfrac{i\omega(\lambda+2\mu)}{4(\lambda+\mu)} & \mu D_z & \dfrac{-i\omega\lambda}{4(\lambda+\mu)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{zz} \\ v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix} = 0 \qquad (1)$$

Теперь легко видеть, что при $\mu \to 0$ из второго уравнения следует $\sigma_{xz} = 0$, сумма предпоследнего и последнего переходит в уравнение непрерывности жидкой среды, а. из последнего следует $\sigma_{xx} = \sigma_{zz}$.

Рассмотрим сначала случай слоистой среды. Все решения в этом случае зависят от горизонтальной координаты x экспоненциально посредством множителя $\exp(ipx)$ при значениях p таких, что существуют ненулевые решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{pmatrix} i\omega\rho & D_z & 0 & 0 & ip \\ D_z & \dfrac{i\omega}{\mu} & 0 & ip & 0 \\ 0 & ip & D_z & i\omega\rho & 0 \\ ip\mu & 0 & \dfrac{-i\omega\lambda}{4(\lambda+\mu)} & 0 & \dfrac{i\omega(\lambda+2\mu)}{4(\lambda+\mu)} \\ 0 & 0 & \dfrac{i\omega(\lambda+2\mu)}{4(\lambda+\mu)} & \mu D_z & \dfrac{-i\omega\lambda}{4(\lambda+\mu)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{zz} \\ v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix} = 0 \qquad (2)$$

удовлетворяющие граничным условиям. Из физических соображений очевидно, что волны бегущие влево и вправо равноправны. Следовательно, если существует решение с множителем $\exp(ipx)$, то существует решение и с множителем $\exp(-ipx)$, т.е. краевая задача для p должна включать только его четные степени. Легко видеть, что собственные функции или вектора $\left(V_x \quad \Sigma_{xz} \quad \sigma_{zz} \quad v_z \quad \sigma_{xx}\right)^T$, и собственные значения q краевой задачи:

$$\begin{pmatrix} i\omega\rho & D_z & 0 & 0 & -q \\ D_z & \dfrac{i\omega}{\mu} & 0 & -q & 0 \\ 0 & 1 & D_z & i\omega\rho & 0 \\ \mu & 0 & \dfrac{-i\omega\lambda}{4(\lambda+\mu)} & 0 & \dfrac{i\omega(\lambda+2\mu)}{4(\lambda+\mu)} \\ 0 & 0 & \dfrac{i\omega(\lambda+2\mu)}{4(\lambda+\mu)} & \mu D_z & \dfrac{-i\omega\lambda}{4(\lambda+\mu)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ \Sigma_{xz} \\ \sigma_{zz} \\ v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix} = 0 \qquad (3)$$

таковы, что каждому собственному значению q и собственному вектору $\left(V_x \quad \Sigma_{xz} \quad \sigma_{zz} \quad v_z \quad \sigma_{xx}\right)^T$ соответствуют два собственных значения $+i\sqrt{q}$ и $-i\sqrt{q}$ и два

собственных вектора $\left(\left(i\sqrt{q}\right)^{-1}V_x \quad \left(i\sqrt{q}\right)^{-1}\Sigma_{xz} \quad \sigma_{zz} \quad v_z \quad \sigma_{xx}\right)^T$ и $\left(-\left(i\sqrt{q}\right)^{-1}V_x \quad -\left(i\sqrt{q}\right)^{-1}\Sigma_{xz} \quad \sigma_{zz} \quad v_z \quad \sigma_{xx}\right)^T$ исходной задачи (3). Через $\sqrt{q}$ здесь обозначена одна какая-либо ветвь квадратного корня. Физический смысл такого преобразования заключается в том, что в волнах, бегущих в разных направлениях оси x, v_x и σ_{xz} различаются знаком, а указанное преобразование явно выделяет такую зависимость. Подобный прием применен ранее в работе [2]. Из (4) видно, что в задачу на собственные значения входят только σ_{xx} и v_z, а остальные компоненты полного собственного вектора являются их линейными функциями. Таким образом, поле волн Релея, распространяющихся через участок слоистого упругого волновода горизонтального размера h в одном направлении, может быть представлено в виде суммы нормальных волн:

$$\begin{pmatrix} v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix}(x+h) = \begin{pmatrix} V \\ \Sigma \end{pmatrix} diag\exp(ih\sqrt{q_l}) \begin{pmatrix} V \\ \Sigma \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix}(x) \qquad (4)$$

Здесь l - номер нормальной волны, $(V,\Sigma)^T$ - матрица собственных функций со столбцами $(v_z,\sigma_{zz})^T$. Мы предполагаем спектр задачи (4) простым, и, следовательно, собственные вектора ее ортонормальными. Соотношение

(4) сформулировано в базисе нормальных волн - собственных функций, диагонализирующих поперечный дифференциальный оператор T

(3), описывающий распространение волн Релея. Его же можно выразить в инвариантном относительно базиса виде

$$\begin{pmatrix} v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix}(x+h) = \exp(ih\sqrt{T}) \begin{pmatrix} v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix}(x) \qquad (5)$$

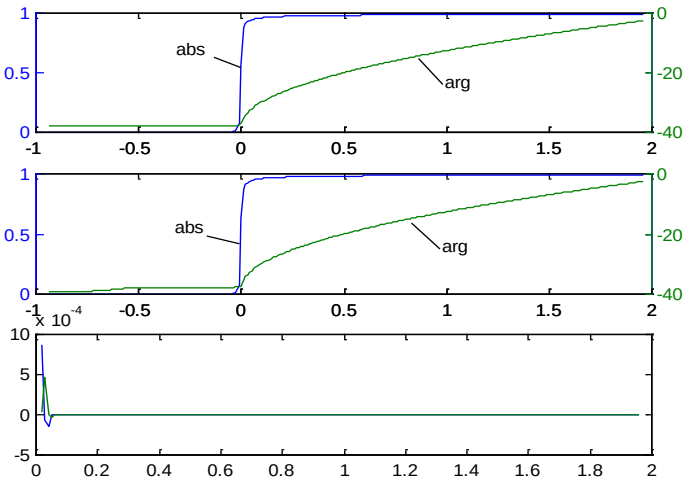


Рис. 1

Численная реализация действия на вектор функцией от оператора может быть осуществлена с применением дробно-рациональных аппроксимаций интересующей нас функции ([3,4]). Нам удалось построить такую аппроксимацию 31 порядка, комбинируя аппроксимации Падэ для экспоненты и квадратного корня с разрезом по лучу $(0,-i\infty)$. Ее качество показано на *Рис. 1*, в верхней части которого изображены графики модуля и аргумента точно вычисленной функции вдоль отрезка $(-1+0.01i,2+0.01i)$, в средней части – те же значения, полученные с помощью дробно-рациональной аппроксимации,

а в нижней части изображены графики модуля с вычтенной единицей и фазы отношения точного и аппроксимированного значений для части отрезка, лежащей в правой полуплоскости.

Пусть теперь матрицы Z и Y суть компоненты конечномерной дискретной аппроксимации дифференциальной задачи

(3) методом интегральных тождеств Марчука [5]. Тогда действие операторным дробно-рациональным приближением фактора распространения может быть осуществлено по схеме

$$\begin{pmatrix} v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix}(x+h) = \left(\sum_{k=1}^{31} \left(a + \frac{b_k Z}{Y - r_k Z} \right) \right) \begin{pmatrix} v_z \\ \sigma_{xx} \end{pmatrix}(x)$$

Где a, b_k и r_k суть константы, определяющие дробно-рациональную аппроксимацию.

Представим себе теперь, что двумерно-неоднородный волновод состоит из участков слоистых волноводов, примыкающих друг к другу по вертикальным сечениям. Формула (5) доставляет нам алгоритм вычисления поля в приближении однонаправленного распространения без учета отражений на границах вертикальных сегментов и без учета отличия коэффициента прохождения от единичного. В работах [6,7]на основе описанных дробно-рациональных аппроксимаций сформулирован итерационный процесс, сходящийся к полному полю в двумерно-неоднородном волноводе, образованному волнами обоих направлений. Приведем пример вычислений по вышеописанному алгоритму.

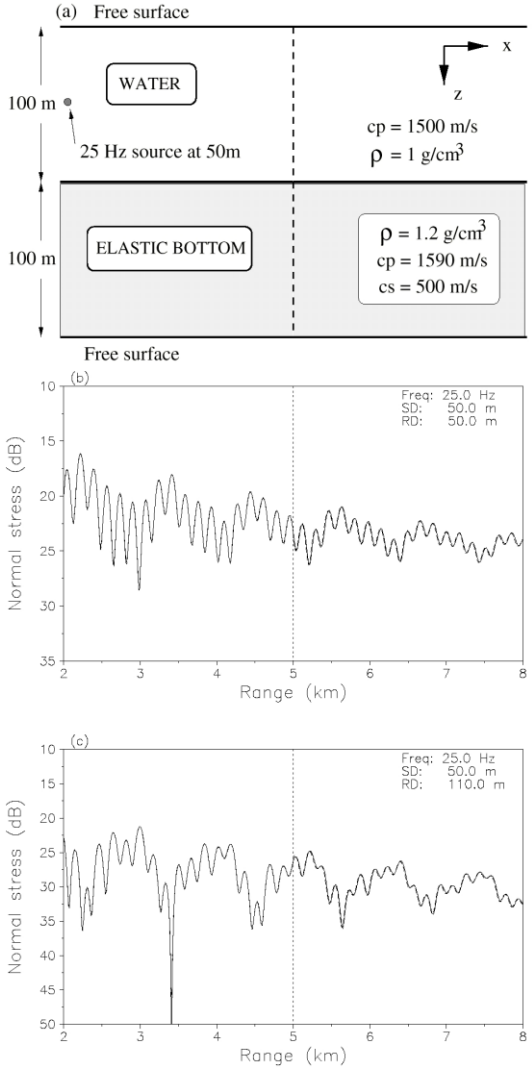


Рис. 2

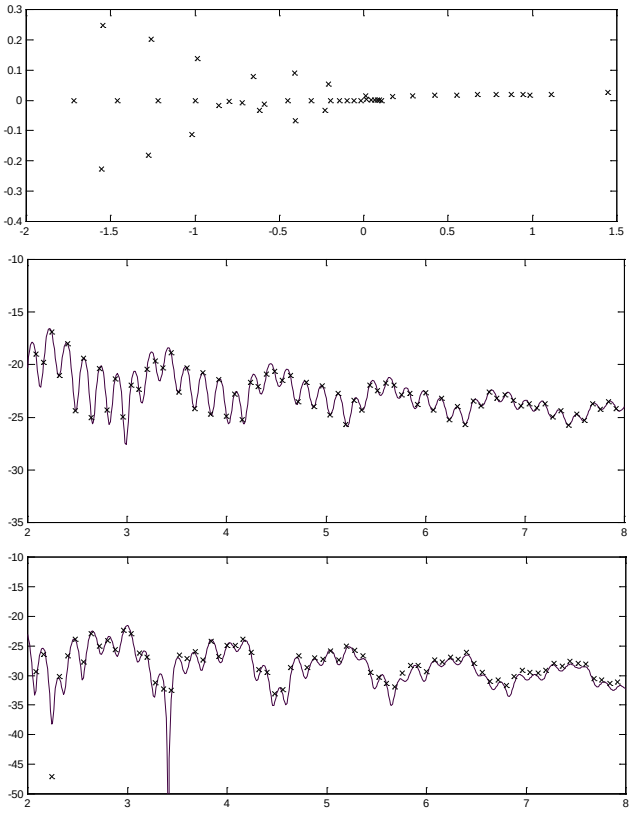


Рис. 3

На *Рис. 2* воспроизведены исходные данные модельного расчетного примера и горизонтальные разрезы напряжения в водной толще по глубине 50 м и в дне по глубине 110 м из работы [8], рассчитанный методом интегрирования по волновому числу (сплошная линия) и методом конечных элементов (штриховая линия). На *Рис. 3* представлены картина квадратов показателя преломления скоростей нормальных волн для того же модельного примера и те же горизонтальные разрезы, рассчитанные методом нормальных волн (сплошная линия, наша реализация) и описанным выше методом (крестики). Отметим, что расчет всего поля в волноводе с применением дробно-рациональных аппроксимаций потребовал меньшего времени, нежели отыскание нормальных волн. На *Рис. 3* показаны совмещенные кривые горизонтального разреза по глубине 50 м с Рис. 2 и 3. Совпадение результатов расчетов всеми методами может быть признано хорошим, что подтверждает работоспособность предложенного алгоритма вычислений.

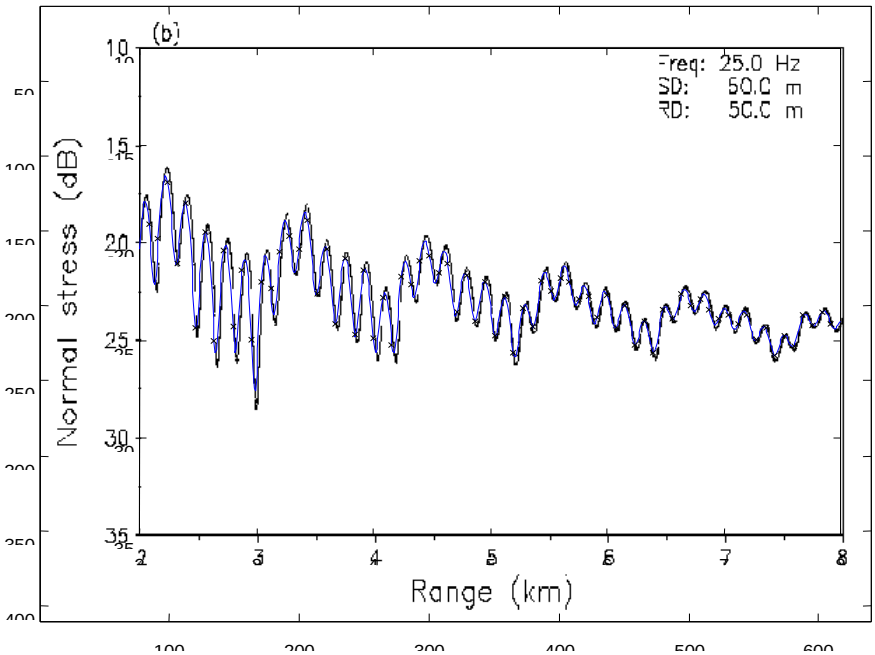


Рис. 3

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. К. Аки, П. Ричардс Количественная сейсмология. Т.1. М., "Мир", 1983.
2. M. B. Porter and E. L. Reiss A numerical method for bottom interacting ocean acoustic normal modes, JASA, v.77(5), May 1985.
3. К.В. Авилов Вычисление гармонических звуковых полей в волноводах в уточненном широкоугольном параболическом приближении // Волны и дифракция-85, IX Всес. симп. по дифракции и распространению волн. Тбилиси: ТГУ, 1985, Т. 2 С. 236-239.
4. Aviloff, C.V. An Effective Numerical Solution of Guided Waves Equations, Second French Conference on Acoustics, Journal de Physique IV, Colloque C1, Supplement au Journal de Physique III, no. 4, Avril 1992, vol. 2, pp. C1-1023 - C1-1026.
5. Бабушка, И. , Э. Витасек, М. Прагер Численные процессы решения дифференциальных уравнений. М.: "Мир", 1969, §4.3.
6. Aviloff, C. V. Factorisation additive + approximation de Pade = modelisation efficace de la propagation acoustique sous-marine, dans Aspects recent de l'acoustique sous-marine russe, M. Galaktionov, Ed., Institut francais de recherche pour l'exploitation de la mer, Brest, 1994.
7. К.В. Авилов, Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение, Акуст. журн., т.41, вып.1, 1995, с.5-12.
8. J.T.Gho, Y. Shmidt, P. Gerstoft, W. Seong Benchmarks for validating Range-Dependent Seismo-Acoustic Propagation Codes, IEEE J. of Oceanic Engeneering, v. XX, no. V, July 1997.

К ОЦЕНКЕ СИГНАЛОВ ПРИ ГЛУБИННОМ СЕЙСМИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Заславский Ю.М.

Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), Нижний Новгород

E-mail: zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru

Представлен теоретический анализ сейсмического поля, генерируемого центром всестороннего давления, расположенным под границей однородного упругого полупространства. Источник действует в импульсном режиме. С учетом диссипации в среде построены графики спада уровня отклика по объемной продольной волне при удалении вглубь от источника. По результатам расчета волновых сигналов показан характер нарастания предельно достижимой дальности сейсмического зондирования земных недр с ростом энергии источника.

Проблема глубинного зондирования земных недр путем «вибро-сейсмического просвечивания» была сформулирована еще в конце 60-х годов и не утратила актуальности в настоящее время [1]. В свете этой проблемы выполнены многочисленные работы, ориентированные на анализ процессов излучения сейсмических волн, на исследование многих особенностей, проявляющихся при распространении сейсмических волн на значительные, в том числе, телесейсмические дистанции в сложнопостроенных реальных средах, причем как в линейной, так и в нелинейной постановке. Из экспериментов известно, что с использованием мощных наземных вибраторов масштабы «прозвучивания» по горизонтальной дальности достигают нескольких сотен километров [2, 3]. Отсюда следует, что дистанции, на которых уровень волнового отклика становится сравнимым с уровнем микросейсм после распространения волны в прямом (вглубь недр) и возвратном направлениях в сторону земной поверхности (к приемникам) после отражения от некоторого горизонта, могут соответствовать верхней мантии по крайней мере в области ее кровли [4-6]. Но к настоящему времени отсутствуют прогнозные значения, или оценки максимальных глубин, достижимых современными средствами сейсмического зондирования, среди которых широко применяются и взрывные. Поэтому представляет интерес исследование этой характеристики применительно к случаю использования в качестве сейсмического источника – взрыва толовой (или динамитной) шашки, заглубленной в скважине, или больших промышленных взрывов [3, 7]. Для этого разработаны и применяются высокоэффективные пакеты программ [8], позволяющие выполнить расчет и визуализацию пространственной структуры сейсмических волновых полей, возбуждаемых источниками колебаний и распространяющихся в многослойной твердой среде. Вместе с тем, прогноз максимальной глубины зондирования можно выполнить, применяя аналитический подход. При этом в основе расчетов может лежать упрощенная модель среды – в виде однородного упругого полупространства с некими эффективными параметрами упругости и потерь на диссипацию и рассеяние. С помощью последних должно быть учтено, что в реальных условиях при распространении сейсмической волны сквозь многослойную геосреду происходит поглощение энергии, а на границах слоев имеет место многократное отражение и взаимная трансформация волновых типов (волновой обмен). Эти особенности сопровождают волновое распространение по недрам в области коры, мантии и в обратном направлении, а также на границе Мохо. Поэтому необходимо использовать эффективные значения коэффициента (или декремента) затухания, полученные в экспериментах и интегрально учитывающие все вышеупомянутые явления. Кроме того, с учетом ранее выполненных исследований [4, 5, 7, 9] были получены кривые спада с дистанцией уровня P, SV, R-волн, бегущих в среде, характеризуемой упругими и диссипативными параметрами, близкими к параметрам покрывающей толщи, которые показали, что на удалениях от взрывного источника, превышающих несколько условных (характерных) длин волн, уровень P-волны становится полностью доминирующим относительно всех остальных. Это позволяет при проведении оценок экстремально достижимых глубин зондирования все прочие типы волн в расчет не принимать.

С учетом сказанного обратимся к экспериментам [4, 5], позволяющим получить необходимые данные о параметрах потерь на диссипацию и рассеяние продольных волн на прямом и обратном участках, т.е. при распространении до отражающих границ

(залегающих ниже границы Мохо) и обратно. В цитируемых работах представлены кривые спада уровня сейсмических откликов на взрывы шашек динамита $M \cong 25-100$ *кг* в скважине на глубинах $h \sim 25-100$ *м*, которые демонстрируют спад пиковых значений экспериментально зарегистрированных откликов, образующих импульсную последовательность, с непрерывно увеличивающейся задержкой времени их прихода от 2 *с* до 15 *с*. Каждый из импульсов отвечает волновому отражению от соответствующей границы раздела, залегающей на некоторой глубине. Полагая вслед за авторами этих работ и на основе данных [10, 11], что средняя скорость продольных волн в толще коры ниже километровой отметки составляет $c_l \approx 6$ *км/с*, можно подсчитать эффективную величину коэффициента поглощения, которая оказывается равной $\alpha_l = 0.22244$ *км*$^{-1}$. Для такого типа источников большая часть энергии сейсмических колебаний в непосредственной близости от источника заключена в широкой частотной полосе до нескольких килогерц, а в сигнале, переносимом отраженными с глубины волнами – в полосе $1-25$ *Гц* с максимумом на $f \approx 5$ *Гц*. Оценка величины декремента поглощения получается из формулы $\Theta_l = \alpha_l \cdot c_l / \pi \cdot f$, что в предположении о преобладающей частоте в пришедшем сигнале $f = 5$ *Гц* приводит к $\Theta_l \approx 0.085$. Поскольку наиболее удаленный отражающий горизонт в серии цитируемых экспериментов захватывает, вероятно, глубины, соответствующие границе Мохо, полученные оценки эффективных значений диссипативных параметров «включают в себя» эффекты многократного рассеяния в мелкослоистой среде, «содержат информацию» о волновом прохождении-отражении на указанной границе и поэтому могут быть использованы в расчетах и последующем количественном прогнозе уровня сейсмических сигналов, отраженных границами раздела, залегающими на глубинах в пределах коры и даже верхней мантии. Опираясь на результаты этих экспериментов, рассчитаем возможный характер спада уровня колебаний в продольной волне, порождаемой однократным импульсным воздействием пульсирующего монополя (взрывной источник), заглубленного под границу на глубину h для нескольких значений эквивалентной массы шашки. В расчетах используется простейшая модель в виде однородной упругой среды, заполняющей полупространство с плоской границей, характеризуемой вышеуказанным значением коэффициента затухания продольных волн α_l, с помощью которого учитываются как диссипативные эффекты, так и потери на переотражение от многочисленных границ раздела в слоистой среде.

Работы [7, 9] посвящены расчету и анализу импульсных волновых откликов монополя, заглубленного под границу однородного упругого полупространства. Расчетные формулы, получены на основе представления поля упругих *P*, *SV* и *R*-волн интегральными выражениями с последующей их асимптотической оценкой. В данной работе при анализе упругого излучения в режиме одиночных импульсов зондирующее воздействие выбрано в форме положительного полупериода ($\tau/2$) функции синус, при этом на всем остальном промежутке времени, т.е. до и после указанного интервала, значение воздействия предполагается нулевым. Нетрудно записать выражение для спектра импульса давления в источнике:

$$p(\omega) = \frac{p_0 \tau (1 + e^{i\omega\tau/2})}{(2\pi)^2 - (\omega\tau)^2}, \qquad (1)$$

где p_0 – амплитуда давления, τ – период функции синус, полупериод которой характеризует зондирующий импульс.

Отклик по объемной *P*-волне на импульсное воздействие монополя описывается следующей формулой ($R \ge R_0$):

$$u_R^P = \frac{4 p_0 R_0^2 \tau^2}{\rho c_l^2 R} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\cos(k_l h \cos\theta) - \left(\frac{2c_t^2 \sin^2\theta}{c_l^2} - 1 \right)^2 e^{ik_l h \cos\theta}}{\left(\frac{2c_t^2 \sin^2\theta}{c_l^2} - 1 \right)^2 + \frac{4c_t^3 \sin^2\theta \cos\theta}{c_l^3} \sqrt{1 - \frac{c_t^2 \sin^2\theta}{c_l^2}}} \right) \frac{(1 + e^{i\frac{\omega\tau}{2}}) e^{-\frac{\Theta_l |\omega| R}{2c_l} - i\omega\left(t - \frac{R}{c_l}\right)}}{(2\pi)^2 - (\omega\tau)^2} \omega d\omega , \quad (2)$$

где R_0 – условный радиус сферы монополя, R – расстояние до точки наблюдения, θ – угол места этой точки, h – глубина установки монополя под поверхностью, ρ – плотность среды, c_l, c_t – скорости продольных и поперечных волн в среде, $k_{l,t} = \omega / c_{l,t}$ – волновые числа *P* и *S* волн, Θ_l – декремент затухания продольных волн.

Поскольку импульсное воздействие осуществляется путем взрыва толовых шашек в скважинах, уровень воздействия выбирается в соответствии с общепринятым энергетическим эквивалентом $M = 1$ *ктонна* $\leftrightarrow W = 4 \cdot 10^{12}$ *Дж* [7]. Значение p_0 в амплитудном множителе в (2) при оценках в зависимости от энергии W, выделившейся в источнике, выражается приближенной формулой $p_0 \approx c_l \sqrt{W \tau \rho c_l} \big/ (2\pi)^{3/2} R_0^2$, в связи с чем, множитель перед интегралом в формуле (2) можно представить в виде $\sqrt{2W\tau}\tau^2 \big/ R\sqrt{\rho c_l \pi^3}$, при этом τ возрастает с ростом M, или W, как $\tau \sim \sqrt[3]{W}$ ($\tau \sim \sqrt[3]{M}$). Рост длительности воздействия τ с увеличением эквивалентной массы или выделившейся в источнике энергии, как и сама закономерность, выраженная эмпирической записью в виде эквивалента «$M \leftrightarrow W$», подтверждаются экспериментально [7].

Далее рассматриваются несколько случаев, в которых значения эквивалентной массы M и характерные времена τ составляют $\tau_1 = 0.093c$ ($M_1 = 10$ *кг*), $\tau_2 = 0.2c$ ($M_2 = 100$ *кг*), $\tau_3 = 0.431c$ ($M_3 = 1000$ *кг*), $\tau_4 = 0.93c$ ($M_4 = 10000$ *кг*). Следует заметить, что при срабатывании источника возможны два режима или сценария излучения, поскольку в результате взрыва шашки в твердой среде образуется полость. В однородной твердой среде могут возбуждаться либо вынужденные резонансные колебания пустой полости на частоте собственных сферически симметричных колебаний, либо реализуется апериодический режим, при котором резкий начальный бросок сменяется экспоненциальным спадом. В зависимости от выбора упругих параметров среды возможны оба перечисленных случая. Для определения частоты резонансных колебаний полости f_{reson} можно воспользоваться уравнением [12]:

$$4\pi^2 f_{reson}^2 R_0^2 = \frac{2(1-2\nu)c_l^2}{3\nu - 1}, \quad (3)$$

где R_0 – радиус полости (совпадающий по величине и обозначению с используемым в (2) радиусом монополя), ν – коэффициент Пуассона среды,
имеющей реальный положительный корень в случае среды, в которой коэффициент Пуассона $\nu \ge 1/3$, т.е. для мягких пород. В отличие от этого, для жестких твердых горных пород, в том числе для классической среды Пуассона $\nu = 0.25$ ($\lambda = \mu$),

рассматриваемой здесь, уравнение (3) имеет мнимый корень и в этом случае вместо осцилляций полости в качестве отклика должен возникнуть резкий бросок с последующим экспоненциальным спадом.

Уравнение (3) может быть переписано в удобном для оценок виде:

$$f_{reson} = \frac{c_l}{\pi R_0}\sqrt{\frac{1-2\nu}{2(3\nu-1)}},\ R_0 = \frac{c_l}{\pi f_{reson}}\sqrt{\frac{1-2\nu}{2(3\nu-1)}}. \qquad (4)$$

Из (4) следует возможность существования реального значения резонансной частоты f_{reson}, но только в условиях мягких пород. Так, в среде с параметрами $\nu = 0.45,\ c_l = 0.5\ км/с$ и в предположении $R_0 = 1\ м$ нетрудно получить $f_{reson} \approx 60\ Гц$, что показывает достаточно высокое значение резонансной частоты в этом случае, при котором колебания в среде сравнительно быстро затухнут вследствие диссипации. Переход к более жестким средам: $c_l \to 5-6\ км/с$ и $\nu \to 1/3$ с последующим снижением ниже этой величины, будет соответствовать возрастанию резонансной частоты (до ∞) и последующей сменой реального его значения мнимым. Применительно к случаю мягких пород значение τ можно было бы рассматривать как $\tau = 2\pi / f_{reson}$, а в случае жестких – τ представляет собой характерный временной масштаб, соответствующий эмпирически установленной кубично корневой зависимости от массы M. Дальнейшие расчеты импульсного отклика в виде *P*-волны выполнены применительно к случаю среды с $\nu = 0.25$, когда спектр воздействия может быть аппроксимирован формулой (1).

Численный расчет по формуле (2) выполнен для случая $h = 200\ м$ при этом получены абсолютные значения колебательной скорости в максимуме импульсного отклика по продольной волне, идущей вниз от границы вдоль вертикального луча (при $\theta = 0^\circ$) и регистрируемой на все больших удалениях от источника, начиная с дистанции $R = 100\ м$, что иллюстрируется на (Рис.1) кривыми *1, 2, 3* (*1* – $M_1 = 10^1 кг$, *2* – $M_2 = 10^2 кг$, *3* – $M_3 = 10^3 кг$). С ростом M имеет место общий подъем уровня пиковой величины импульса. Темп падения уровня с удалением от эпицентра снижается по мере увеличения энергии источника. Вместе с тем, на представленных здесь удалениях отклики еще не спадают до уровня микросейсм $\sim 0.3\ мкм/с$ [13], а остаются выше него.

На основе аналогичного расчета отклика продольной волны применительно к источнику с эквивалентной массой $M_4 = 10^4 кг$ (10 *тонн*) также получена зависимость его спада и на более удаленных дистанциях, чем уже рассмотренные (близкие по порядку к 100 *км*). При этом последняя не представлена на (Рис.1), но в этом случае имеет место спад пикового значения импульса до уровня микросейсм $\sim 0.3\ мкм/с$. В итоге построен график зависимости глубины зондирования $H(км)$ от массы источника (в логарифмическом масштабе), который иллюстрируется на (Рис.2).

Из (Рис.2) видно, что при $M_4 = 10$ *тонн*, можно достигнуть глубины зондирования $H \cong 80\ км$. Полученная оценка глубины является, по-видимому, несколько заниженной, вследствие принятого в расчет огрубленного (с некоторым завышением) значения декремента поглощения, а также и уровня микросейсм. Она свидетельствует также о том, что с помощью источника с эквивалентной массой

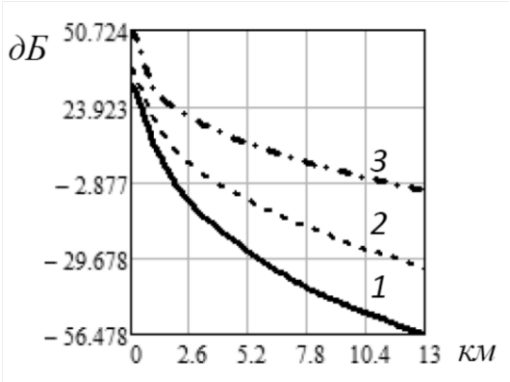


Рис.1. Относительный спад максимума волнового отклика с дистанцией источник-приемник для нескольких значений эквивалентной массы (центр давления $h = 200$ *м) 1 –* $M_1 = 10^1$ *кг , 2 –* $M_2 = 10^2$ *кг , 3 –* $M_3 = 10^3$ *кг , 0 дБ ~ 0.3 мм/с, уровень микросейсм* ~ 0.3 *мкм/с (*-60 *дБ)*

$M \sim 10$ *тонн* можно осуществлять сейсмическое зондирование не только вглубь, но и по горизонтали на дистанциях, измеряемых телесейсмическими пространственными масштабами ($\sim 10^3$ *км*). К такому заключению можно придти, если учесть, что закладываемое в расчетах значение $\Theta_l \approx 0.085$ является несколько завышенным относительно декремента Θ_l, характерного для волноводных мод продольной волны,

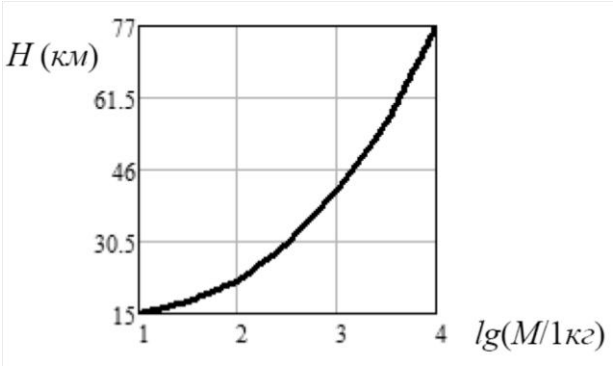


Рис.2. Зависимость расчетной глубины зондирования недр H(км) *от эквивалентной массы шашки (логарифмический масштаб, тротиловый эквивалент в кг)*

распространяющихся вдоль определенных слоев земной коры, залегающих на выделенных горизонтах. При возбуждении таких каналовых или волноводных мод рассмотренным источником последние распространяются вдоль указанных горизонтов при сравнительно незначительных потерях на рассеяние, или переотражение на границах. В противоположность этому при распространении продольной волны поперек слоистой структуры имеет место возрастание влияния эффектов рассеяния на границах, обуславливающих дополнительные потери. Поэтому удаления, на которых возможен прием сигналов продольной волны, бегущей в направлениях вдоль поверхности, могут существенно превышать экстремально достижимые глубины при распространении этой волны, пересекающей границы слоев по перпендикуляру.

Контрольные оценки экстремальной глубины зондирования, выполненные при $\Theta_l \approx 0.08$ и $\Theta_l \approx 0.075$, например, при последнем из рассмотренных максимальном значении эквивалентной массы $M_4 = 10$ *тонн*, показывают заметное ее увеличение, несмотря на незначительное снижение величины декремента. Так, если при $\Theta_l \approx 0.085$

указанная глубина оценивалась в 77 *км*, то при $\Theta_l \approx 0.08$ оценка составляет 82 *км*, а при $\Theta_l \approx 0.075$ – 88 *км*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сборники под редакцией чл.-корр. РАН А.В. Николаева «Проблемы вибрационного просвечивания Земли», «Исследование Земли невзрывными сейсмическими источниками», «Проблемы нелинейной сейсмики», «Физические основы сейсмического метода. Нетрадиционная геофизика» М.: Наука, 1977, 1981, 1987, 1991.
2. Сборник «Активная сейсмология с мощными вибрационными источниками» Отв. ред. Г.М. Цибульчик «ГЕО». Новосибирск. 2004.
3. Дергачев А.А., Крылов С.В. К использованию упругих волн промышленных взрывов при глубинных сейсмических исследованиях. Геология и геофизика. 1968. №11.
4. Steer D.N., Brown L.D., Knapp J.H., Baird D. Comparison of explosive and vibroseis source energy penetration during COCORP deep seismic reflection profiling in the Williston Basin // Geophysics, Vol.61 NO.1 (January-February 1996), p.211-221.
5. Suarez G.M., Stewart R.R. Seismic source comparison for compressional and converted-wave generation at Spring Coolee, Alberta. Part I: Heavy vibroseis-dynamite comparison // CREWES Research Report – Volume 20 (2008), p.1-20.
6. Lee M.W., Balch A.H. "Theoretical and Experimental Investigations of Seismic Wave Radiation from a Fluid-filled Borehole", Geophysics, 47(9), 1308–1314 (1982).
7. Максимов Г.А. Распределение энергии между различными типами сейсмических волн, излучаемых при подземном взрыве в однородном полупространстве // Физика Земли. 1996. №11, с. 31-48
8. Schmidt H. Oases. Version 2.2. User Guide and Reference Manual. Department of Ocean Engineering. MIT, 1999.
9. Авербах В.С., Заславский Ю.М. Пространственно-угловые характеристики и энергетический баланс упругих волн, возбуждаемых в полупространстве источником типа центр расширения // Физика Земли 1998. №1, с.49-53.
10. Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1978. – 192 с.
11. Справочник геофизика. Под ред. И.И. Гурвича, В.П. Номоконова – М.: Недра, 1981. – 464 с.
12. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1981. – 484с.
13. Peck Lindamae Overview of Seismic Noise and its Relevance to Personnel Detection. April 2008 (http://www.crrel.usace.army.mil/library/technicalreports/ERDC-CRREL-TR-08-5.pdf

АКУСТОПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ОПРЕДЕЛЕНИЮ УПРУГО-АНИЗОТРОПНЫХ СВОЙСТВ КЕРНА СВЕРХГЛУБОКИХ СКВАЖИН

Горбацевич Ф.Ф., Ковалевский М.В., Тришина О.М.

Геологический институт Кольского научного центра РАН. г. Апатиты,

E-mail: gorich@geoksc.apatity.ru

ВВЕДЕНИЕ

При изучении упругих свойств анизотропных твердых сред необходимо определять пространственную ориентацию элементов упругой симметрии. Особенно это актуально для случайно-неоднородных, упруго-анизотропных сред, таких как горные породы. Метод акустополярископии позволяет определять пространственное положение элементов, вид и степень упругой симметрии анизотропных сред

Целью исследования упругих свойств анизотропных сред методом акустополярископии является получение акустополяризационных диаграмм, построение пространственного положения элементов упругой симметрии, выявление наличия эффекта линейной акустической анизотропии поглощения (ЛААП) и других эффектов, Затем определяются величины скорости распространения упругих колебаний (продольных и сдвиговых) вдоль выявленных элементов и под определенными углами к ним. Последним этапом является определение типа симметрии и расчет констант упругости материала образца.

Достоинство и широта применения метода акустополярископии состоит в том, что в отличие от световых лучей ультразвук может проникать во все тела независимо от их толщины и прозрачности. Изменяя длину волны можно проследить строение среды на уровне минеральных зерен, их ассоциаций и горной породы в довольно большом объеме.

МЕТОДИКА

Для акустополяризационных определений и измерений скорости необходимы преобразователи, излучающие интенсивные, линейно-поляризованные чисто поперечные (сдвиговые) колебания [1]. Если измерения производятся в сильно поглощающих средах, таких как горные породы, рабочая частота преобразователей должна быть возможно более низкой. Нами разработаны преобразователи, в которых продольные колебания, излучаемые пьезопластиной, преобразуются в поперечные на плоской границе раздела двух акустически различающихся по свойствам, сред, рис. 1. Основная частота колебаний преобразователей определяется собственной частотой пъезопластины и может составлять f_o = 0.4-10.0 МГц.

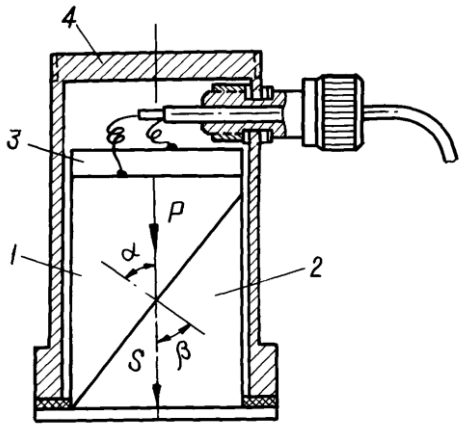


Рис. 1. Устройство преобразователя сдвиговых колебаний с прохождением луча через части звукопровода по прямой линии.
1 – первая часть,
2 – вторая часть звукопровода;
3 – пьезопластина;
4 – корпус.
P, S – лучи продольных и поперечных колебаний, соответственно.

Для проведения акустополярископии разработано несколько конструкций акусто-полярископов [1-2]. Наиболее часто применяется акустополярископ с поворотной платформой [3]. Его принципиальная схема приведена на рис. 2. Прибор состоит из основания 1, закрепленной в нем стойки 2 и расположенном на стойке кронштейне 3. Через втулку кронштейна проходит подвижный шток 4. На нижнем конце штока и в основании имеются гнезда, в которых расположены верхний и нижний преобразователи 5. Они предназначены для излучения и приема сдвиговых линейно-поляризованных колебаний. Образец 6 закрепляется при помощи держателей на поворотной платформе 7. Поворотная

платформа установлена на дополнительном кронштейне 8. На ней имеется шкала 9, предназначенная для отсчета угла поворота образца относительно векторов поляризации (ВПО) преобразователей. Отсчет этого угла производится относительно метки 10 на дополнительном кронштейне. Электрокабели преобразователей подключены к ультразвукому прибору, предназначенному для излучения импульсов и визуализации проходящих через образец ультразвуковых колебаний. Последний вариант акустополярископа имеет электропривод, рис. 3.

Для передачи сдвиговых колебаний от преобразователей (рис. 1) к образцу, в качестве контактной среды нами используется высоковязкий раствор некристаллизирующихся полисахаридов [1].

Перед началом измерений подвижную платформу акустополярископа устанавливают на нулевую отметку шкалы углов, напротив метки на дополнительном кронштейне (рис. 2). Отметки векторов поляризации преобразователей совмещают по одной линии. На рабочие поверхности преобразователей наносят контактную среду. Устанавливают и закрепляют образец на поворотной платформе.

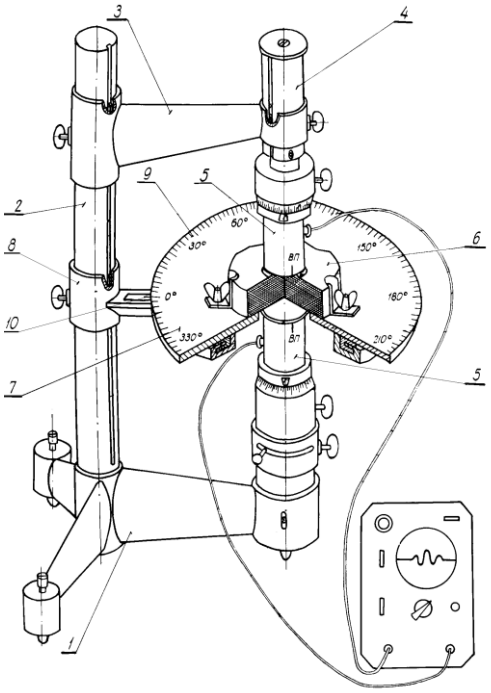


Рис. 2. Конструкция акустополярископа с поворотной платформой [5].

1 – основание; 2 – стойка; 3 – кронштейн; 4 – подвижный шток; 5 – преобразователи; 6 – образец; 7 – поворотная платформа; 8 – дополнительный кронштейн; 9 – шкала углов; 10 – указатель.

На первом этапе измерения проводятся при параллельных векторах поляризации излучателя и приемника колебаний (положение ВП). Измеряются амплитуды колебаний, прошедших образец. На втором этапе векторы поляризации преобразователей устанавливаются под прямым углом (положение ВС). Результатом измерений являются акустополяриграммы ВП и ВС - круговые диаграммы изменения амплитуды огибающей импульса в пределах полного угла поворота поворотной платформы. По акустополяриграммам ВП определяется наличие и степень проявления эффекта линейной акустической анизотропии поглощения (ЛААП) [1]. Акустополяриграммы, полученные в положении ВС, позволяют определить число и направленность проекций элементов упругой симметрии анизотропного образца, выявить наличие явления деполяризации сдвиговых волн (ДСВ) [2].

В установке с применением электромеханического привода поворотной платформы, рис. 3, сигнал от преобразователей через усилитель измерительного прибора (дефектоскопа) и контроллер поступает на персональный компьютер. Во время измерений контроллер оцифровывает данные. Они автоматически пересылаются в компьютер, сохраняются и обрабатываются, а затем распечатываются в виде акустополяриграмм ВП и ВС.

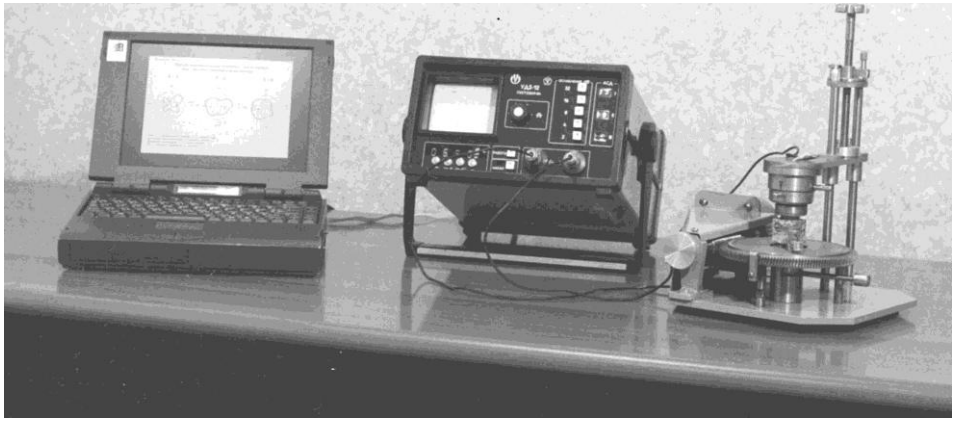


Рис. 3. Общий вид автоматического акустополярископа совместно с дефектоскопом и персональным компьютером. (Авторы конструкции О.С. Головатая, Ф.Ф. Горбацевич, М.В. Ковалевский).

Построение пространственного положения элемента симметрии любой среды возможно на основе не менее двух проекций. Поэтому предпочтительной формой образца, подготовленного для испытаний, является куб или параллелепипед. Измерения, выполненные по двум парам граней на образце в форме куба, позволяют, как правило, определить проекции двух элементов симметрии. Измерения, выполненные по третьей паре граней, как контрольное измерение, позволяют увеличить надежность определений.

На последующих этапах, в соответствии с выявленными пространственными направлениями элементов упругой симметрии измеряются скорости распространения двух квазипоперечных (сдвиговых) и одной продольной волн на каждой грани образца. Результаты определений записываются в виде квазиматрицы скоростей [2]:

$$\begin{matrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} \\ V_{21} & V_{22} & V_{23} \\ V_{31} & V_{32} & V_{33} \end{matrix}, \qquad (1)$$

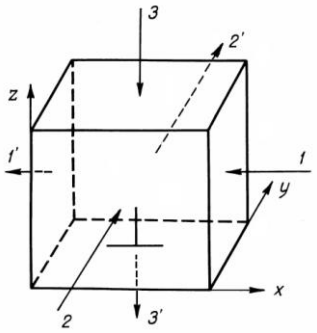


Рис. 4. Обозначения направлений на кубическом образце для акустополяризационных измерений.

где V_{11} - скорость распространения продольных колебаний, измеренная в направлении 1-1' кубического образца; V_{22} - то же, в направлении 2-2'; V_{33} - то же, в направлении 3-3'; V_{12} - скорость распространения сдвиговых колебаний, измеренная в направлении 1-1' при ориентировке вектора поляризации излучателя в направлении 2-2'; V_{13} - то же, в направлении 1-1' при ориентировке вектора поляризации в направлении 3-3'. Аналогично обозначены V_{21}, V_{23}, V_{31}, V_{32}.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе применения метода акустополярископии показана возможность определения направленности элементов симметрии образцов глубинных пород, извлеченных из скважин: Кольская (СГ-3), Германская (КТВ) и Финская (OKU).

В наибольшей мере упругая анизотропия пород проявилась в образцах архейской части разреза СГ-3 (предельная глубина 12262 м) [4]. Примеры акустополяриграмм модальных типов пород этой части разреза, - гранитов, гнейсов, сланцев, амфиболитов представлены на рис. 5. На акустополяриграммах ВП и ВС большей части образцов, рис. 5, наблюдаются симметричные четырехлепестковые

фигуры, что означает наличие в породах упругой анизотропии. На акустополяриграммах ВС практически везде возможно провести прямые линии, соединяющие минимумы амплитуды проходящего через образец сигнала и тем самым определить пространственное положение проекций элементов упругой симметрии. Наличие трех проекций по трем парам граней образца позволяет определить пространственное положение элементов симметрии [1].

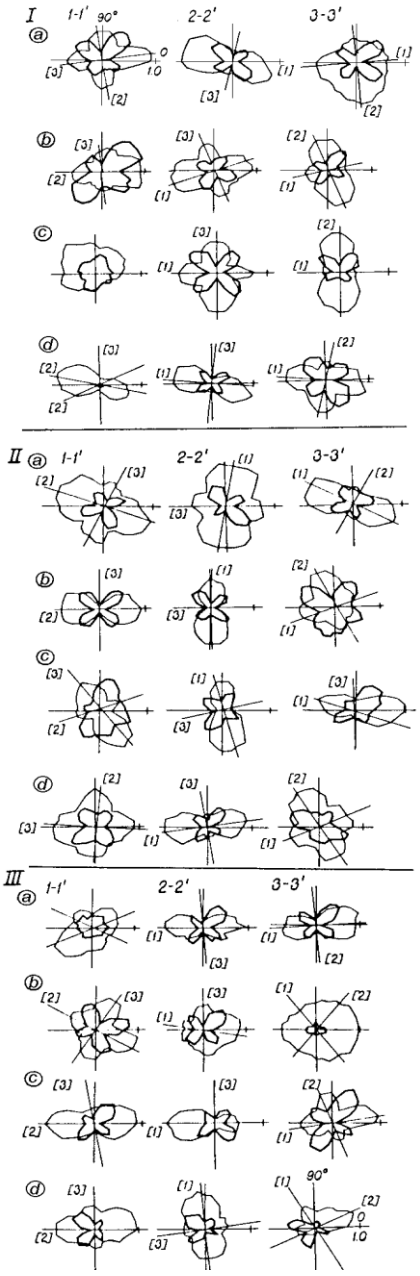


Рис. 5. Примеры акустополяриграмм модальных типов архейских пород разреза Кольской сверхглубокой скважины СГ-3.
1a - гранита плагиоклазового с амфиболом (обр. 24996ш); 1b - эпидот-биотит-плагиоклазового гнейса (обр. 28184ш); 1c - биотитового гнейса (обр. 30020); 1d - ставролит-андалузит-силлиманит-двуслюдяного гнейса (обр. 24256ш).
2a - амфибол-плагиоклазового сланца (обр. 19402ш); 2b - тальк-флогопит-тремолитового сланца (обр. 26715ш); 2c - эпидот-биотит-амфибол-плагиоклазового кристаллосланца (обр. 27227ш); 2d - апогипербазитового сланца (обр. 35924).
3a – клинопироксенового амфиболита (обр. 24788ш); 3b - амфиболита со сфеном (обр. 24947); 3c - куммингтонитового амфиболита (обр. 27026ш); 3d - эпидот-роговообманкового амфиболита (обр. 31272).
Тонкая линия - векторы поляризации параллельны; утолщенная - скрещены.

Упругая анизотропия биотит-плагиоклазовых гнейсов и гранитов, если судить по их акустополяриграммам, выражена очень отчетливо. Причем акустополяриграммы обр. 24996ш, 28184ш указывают на орторомбический тип симметрии, а обр. 30020, 24256ш - на поперечно-изотропный.

Акустопо-ляриграммы ВП некоторых образцов имеют отчетливо уплощенные очертания. Это свидетельствует о проявлении эффекта линейной акустической анизотропии поглощения. Этот эффект как правило, проявляется при наличии ориентированной микротрещинова-тости, преимущественной ориентировки удлиненных зерен минералов. Диаграмма грани 1-1’ образца 30020 демонстрирует наличие эффекта ЛААП. Этот эффект очень сильно выражен в образце ставролит-андалузит-силлиманит-

двуслюдяного гнейса (обр. 24256ш). Его наличие зарегистрировано в 90% от числа образцов пород Кольской сверхглубокой скважины из интервала глубин 4.5-12.06 км [1].

Высокая степень проявления ЛААП в ортоклазе и микроклине [2] позволяет сделать вывод, что наблюдение этого эффекта в кристаллических породах может быть обусловлено содержанием в них этого минерала, как и других силикатных минералов (амфибола, слюд, олигоклаза и др.). Для большого числа образцов сланцев, рис. 5, характерны акустополяриграммы, которые отражают наличие ЛААП сильной степени. Причем модели его проявления могут быть как плоскостного (обр. 26715ш, 35924), так и линейно-плоскостного типов (обр. 19402ш, 27227ш) [2]. Акустополяриграммы амфиболитов, как правило, указывают на влияние четырех, встречающихся в различных сочетаниях и степени, факторов: упругой анизотропии, эффекта линейной акустической анизотропии поглощения, микротрещиноватости, неоднородностей. На акустополяриграммы обр. 24788ш, 27026ш оказал влияние первый фактор и в значительной мере второй. На очертания акустополяриграмм обр. 31272 (гр. 3-3') повлияли в равной степени все факторы.

Для получения общих данных, характерных для разреза исследовательской скважины КТВ-НВ, Германия (предельная глубина 9100 м [5]), нами выполнена акустополярископия образцов из наиболее представительных пород нижней части основного ствола, рис. 6. Образцы для исследований переданы сотрудниками U. Harms и H.A. Dalhaim из GeoForschungsZentrum, г. Потсдам, Германия. Образцы отобраны в диапазоне глубин от 4.1 до 7.1 км. Среди отобранных, 8 образцов представлены амфиболитами (h001, h003, h005, h014, h023, h025, h028, h030), 2 – амфибол-роговообманковыми гнейсами (h007, h031), 3 - гранатовыми амфиболитами (h009, h010, h012), один является хлоритизированным амфиболитом (h033).

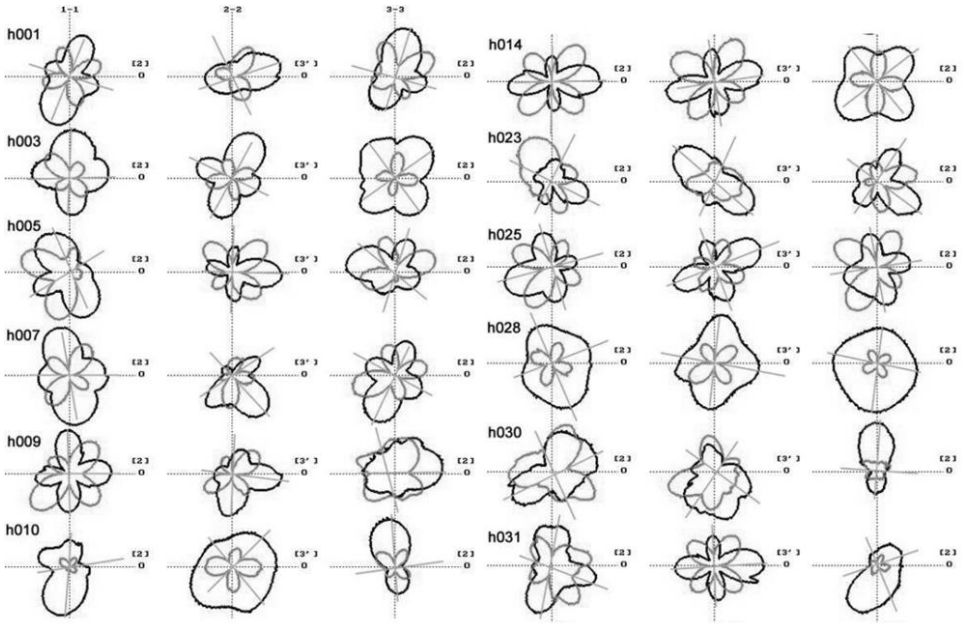


Рис. 6. Акустополяриграммы образцов пород из разреза германской глубокой скважины КТВ-НВ. Амфиболиты: h001, h003, h005, h014, h023, h025, h028, h030; амфиболовые роговообманковые гнейсы: h007, h031; гранатовые амфиболиты: h009, h010, h012. Векторы параллельны - жирная линия, векторы скрещены – бледная.

Судя по акустополяриграммам, все образцы являются упруго анизотропными. На форму акустополяриграмм образцов также влияют неоднородности и разноориентированная микротрещиноватость. Несимметричная, угловатая форма акустополяриграмм ВП образцов h009, h030, h031 свидетельствует о существенном влиянии этих факторов на их упруго-анизотропные свойства. Наименьшее влияние

неоднородностей наблюдается в образцах h003, h014 и h028 биотитового и гранатового амфиболита, оруденелого гранатового хлоритизированного амфиболита, соответственно. В этих образцах наблюдается довольно строгая однонаправленная ориентировка кристаллоакустических направлений в минеральных зернах. В образцах проявление ЛААП, связано с наличием в породе ориентированных в одном направлении минералов, таких как амфибол, биотит, хлорит и др. (h001, h009, h010, h012, h030) и микротрещиноватости [5].

На акустополяриграммах некоторых образцов (обр. h001, ось 3-3'; h005, ось 1-1', 3-3'; h007, ось 1-1’, 2-2’; h009, ось 1-1’, 2-2’; h012, ось 3-3'; h023, ось 1-1’; h031, ось 1-1’) наблюдается отклонение направления наибольшего пропускания ЛААП от положения проекций элементов упругой симметрии – так называемое явление углового несогласия (УНС). Наличие УНС проявляется в специфической форме акустополяриграммы ВС, - ее лепестки, при сохранении симметрии имеют разную площадь в одном направлении и в направлении, перпендикулярном первому. Максимальная амплитуда диаграмм ВС при этом может превзойти амплитуду ВП. Явление, как правило, регистрируется при угловом несогласии направленности элементов, ответственных за проявление эффекта ЛААП с элементами упругой симметрии [2]. Чаще всего такое рассогласование встречается, когда преимущественное направление микротрещин не совпадает с преимущественной ориентацией кристаллоупругих осей минеральных зерен. Наиболее характерный пример проявления УНС по всем трем граням зафиксирован в образце h010 полосчатого гранатсодержащего амфиболита, рис. 6. Образец h010 содержит плагиоклаза 35% амфибола, 8% хлорита [5]. В этих образцах преимущественное направление микротрещин образует некоторый угол с преобладающей ориентацией элементов кристаллоакустической симметрии.

Акустополяриграммы некоторых образцов (обр. h009, ось 3-3’; h023, ось 1-1’, 2-2’; h030, ось 1-1’, 2-2’; h031, ось 1-1’) отличает аномально большие и округленной формы диаграммы ВС. Как показано ранее [2] такие формы акустополяриграмм наблюдаются в случае, если в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны кристаллоакустические оси минеральных зерен распределены в широком диапазоне углов. В этом случае проявляется эффект деполяризации сдвиговых волн (ДСВ). Существенное проявление этого эффекта наблюдается в образцах апоэклогитового и хлоритизированного гранатового амфиболита (обр. h009, h030), которое объясняется наибольшим числом разнородных минералов в составе породы.

В январе 2005 г. в Финляндии (г.Оутокумпу) было закончено бурение исследовательской скважины, которая достигла глубины 2516 м. Скважина заложена в юго-восточной части Финляндии около отработанного полиметаллного месторождения с тем же наименованием. Более 40 образцов керна были исследованы методом акустополярископии [6, 7]. На рисунке 7 представлены акустополяриграммы наиболее характерных образцов, №№ ODB-153_20, ODB-599_00, ODB-1101_30, ODB-1414_75, ODB-1488_65, ODB-1893_80, ODB-2155_15, ODB-2297_25.

Согласно рис. 7 образец ODB-153_20 гранат-биотитового сланца с гранатом представляет собой упруго-анизотропную среду поперечно-изотропного типа симметрии. На это четко указывает наличие двух проекций элементов упругой симметрии на первой и второй гранях образца. На третьей грани, которая образована по нормали к оси скважины, проекции элементов упругой симметрии не выявляются. Порода, которую представляет образец ODB-153_20, была сформирована под действием стабильного поля палеонапряжений, вертикальная компонента которого была преобладающей.

Другой образец гранат-биотитового сланца с графитом, ODB-599_00 представляет упруго-анизотропную среду орторомбического типа симметрии, на что

указывает наличие двух проекций элементов упругой симметрии на всех трех гранях образца. Обе плоскости упругой анизотропии пересекаются под прямым углом. Линия их пересечения практически совпадает с осью скважины. В целом, порода, представленная в образце ODB-599_00 была сформирована под действием стабильного и однонаправленного поля литостатических палеонапряжений с определенной долей тектонических сил. Направленность палеотектонической составляющей была субгоризонтальной.

Для образцов ODB-599_00 и ODB-153_20, если судить по акустополяриграммам, характерна исключительная однородность упруго-анизотропных свойств. В определенном смысле, в пределах этой части разреза скважины симметрию пород можно представить подобную квазикристаллу [2].

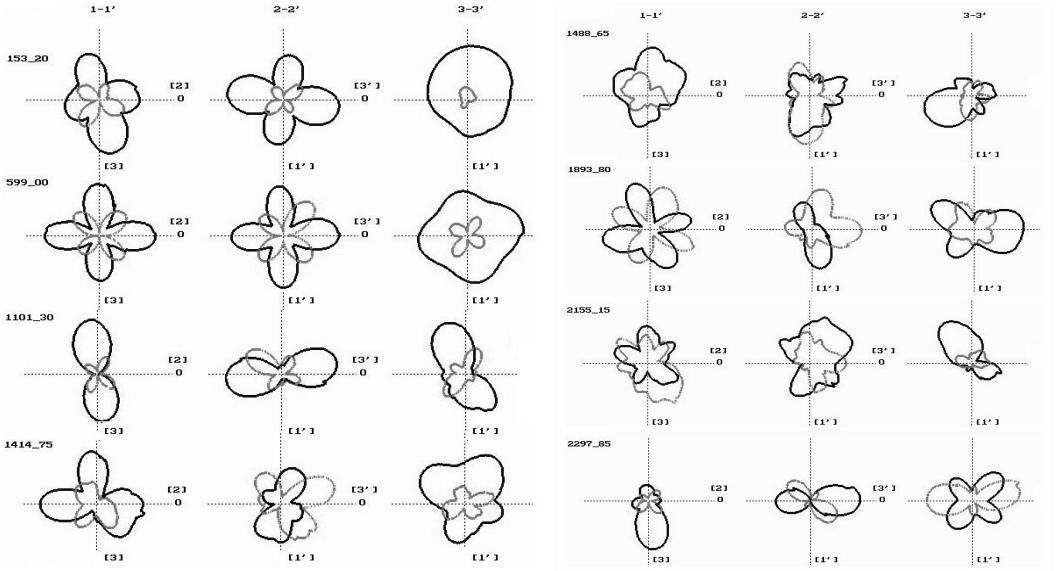


Рис. 7. Примеры акустополяриграмм образцов пород, извлеченных из скважины Оутокумпу. Векторы параллельны - жирная линия, векторы скрещены – бледная.

Образец биотит-мусковитового сланца с прожилками гипс-карбонатного состава ODB-1101_30 также представляет собой упруго-анизотропную среду орторомбического типа симметрии, рис. 7. Порода характеризуется наличием прослоев биотит-мусковит-плагиоклазового и существенно кварцевого состава [6]. Главным отличием этого образца от ODB-599_00 является существенное проявление эффекта ЛААП.

Образец ODB-1414_75 серпентинита состоит, в основном, из серпентина петельчатой структуры. Реликтовая порфировидная структура породы обусловлена наличием полностью замещенных серпентином крупных зерен оливина, разъединяемых мелкозернистой массой, состоящей из зерен серпентина и рудного минерала. Акустополяриграммы отражает эту сложную структуру породы.

Акустополяриграммы образца ODB-1488_65 диопсид-тремолитовой породы, рис. 7, отражают неоднородность строения, хаотичную пространственную направленность элементов упругой симметрии в минеральных зернах. На первой и в особенности на второй гранях образца проявляется эффект деполяризации сдвиговых волн. В данном случае он обусловлен именно разнонаправленностью элементов симметрии в соседних зернах породы.

Акустополяриграммы образца ODB-1893_80 грубозернистого гранита показывают, что его структура более упорядочена, чем структура предыдущего образца. Примечательно, что элементы упругой симметрии в образце не расположены субгоризонтально и субвертикально, а под углом к этим направлениям. Можно предположить, что на этой глубине породы были синформно наклонены.

Акустополяриграммы второй и третьей грани показывают наличие эффекта ЛААП, что можно объяснить наличием плагиоклаза и слюд.

Образец ODB-2155_15 состоит из крупных кристаллов микроклин-пертита. Эта порода обнаруживает, помимо неоднородностей в его строении, проявление эффекта ДСВ. Из-за проявления эффекта ДСВ и неоднородностей выявить ориентировку элементов упругой симметрии на гранях 1, 2 не представилось возможным. На третьей грани этого образца регистрируется проявление эффекта ЛААП.

Характерные особенности акустополяриграмм образца ODB-2297_85 биотитового сланца совпадают с такими же диаграммами сланцев верхней части разреза, до глубин ~ 1300 м. Образец обладает четко выраженной ромбической симметрией, так как на каждой грани хорошо выделяются проекции ее элементов. Следует jnvtnbnm, что упругие свойства породы, из которой отобран образец, формировали литостатические и палеотектонические напряжения в сочетании со сдвиговой деформацией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным результатом исследований является широкое распространение новых явлений: линейной акустической анизотропии поглощения и деполяризации сдвиговых волн в кристаллических породах. Эти явления проявляются повсеместно в метаморфических породах. В целом, сравнение очертаний акустополяриграмм разных типов пород, рис. 5, 6 7, показывает, что их форма не позволяет отличить биотитовые гнейсы от сланцев и амфиболитов. Таким образом, упруго-анизотропный облик этих пород определяется не вещественным составом, а конкретными палеогеодинамическими условиями формирования при метаморфических и иных процессах.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты №№ 94-05-16034а, 97-05-64167, 00-05-64057-а, 03-05-64159-а, 07-05-00100а, 10-05-00082-а, 13-05-00125) при поддержке которого получена большая часть приведенных в статье результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбацевич Ф.Ф. Акустополярископия горных пород. Апатиты: Изд. Кольского научного центра РАН, 1995. 204 с.
2. Горбацевич Ф.Ф. Акустополярископия породообразующих минералов и кристаллических пород. Апатиты: Изд. Кольского научного центра РАН, 2002. 140 с.
3. Авт. свид. № 1281993, СССР, МКИ G01 N 29/04. Акустополярископ для измерения упругости образцов твердых сред / Горбацевич Ф.Ф. Бюлл. изобр.,1987. No 1.
4. Кольская сверхглубокая. Научные результаты и опыт исследования. М.: Изд-во МПР, 1998. 260 с.
5. Ковалевский М.В., Горбацевич Ф.Ф., Хармс У., Дальхайм Х.-А. Акустополяризационные измерения упруго-анизотропных свойств метаморфизованных пород по разрезу немецкой сверхглубокой скважины КТВ // Геофизический Журнал. Т. 34. № 2, 2012. С. 36-48.
6. Felix F. Gorbatsevich, Mikhail V. Kovalevsky, Olga M. Trishina Characteristics of elastic properties of the crystalline rock samples from the Outokumpu deep drill hole: results of acoustopolariscopic laboratory measurements // Special Volume. Geological Survey of Finland. Special Paper 51, 2011. P. 207-218.
7. Горбацевич Ф.Ф., Ковалевский М.В., Тришина О.М. Результаты изучения образцов метаморфических пород (скважина Оутокумпу, Финляндия) акусто-поляризационным методом // Акустический журнал. 2014. Т. 60. № 2. С. 204-214.

к списку секций

СЕКЦИЯ - Нелинейная акустика

О НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ
Буланов В.А. 2

ОСОБЕННОСТИ ВЯЗКОВОЛНОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ КОЛЕБЛЮЩИХСЯ ТВЕРДЫХ ГРАНИЦ С РАЗЛИЧНЫМИ АДГЕЗИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ
Грачев Б.Е. 9

СЛИЯНИЕ ШИРОКИХ ЛИНИЙ ШУМОВОГО СПЕКТРА ПРИ ПЕРЕХОДЕ ХАОТИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИЕ
Дружинин Г.А., Догадаева Т.А. 14

НЕЛИНЕЙНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТРЕХФАЗНЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ
Жилейкин Я.М. , Кукаркин А.Б., Пушкина Н.И. 22

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА-ЦЕНДЕРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ «НОЖКИ» МАХА ПРИ ОТРАЖЕНИИ УДАРНОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ЖЕСТКОЙ ПОВЕРХНОСТИ
Карзова М.М.[1),2)], Юлдашев П.В.[1)], Хохлова В.А.[1)], Оливье С.[2)], Блан-бенон Ф.[2)] 26

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ – ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ПИКОВЫХ УСКОРЕНИЙ (> 1 G), РЕГИСТРИРУЕМЫХ ПРИ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ
Павленко О.В. 31

СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН
Кузнецов В.П. 37

АКУСТИЧЕСКАЯ РАДИАЦИОННАЯ СИЛА ПРИ ПАДЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКА НА СФЕРИЧЕСКИЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ РАССЕИВАТЕЛЬ В ЖИДКОСТИ
Николаева А.В., Цысарь С.А., Сапожников О.А. 45

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ОПРЕДЕЛЕННОЙ АМПЛИТУДЫ УДАРНОГО ФРОНТА В ФОКУСЕ
Росницкий П.Б.[1)], Юлдашев П.В.[1)], Хохлова В.А.[1)] 53

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СПЛАВЕ АЛЮМИНИЯ НА ЕГО УПРУГИЕ СВОЙСТВА
Козлов В.С., Коробов А.И. 61

НЕЛИНЕЙНЫЙ УПРУГИЙ ПАРАМЕТР ДИФОСФИДА КАДМИЯ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА СОИЗМЕРИМАЯ-НЕСОИЗМЕРИМАЯ ФАЗА
Одина Н.И., Полюшко А.С. 70

ПИЛООБРАЗНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ГИСТЕРЕЗИСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ
Назаров В.Е., Кияшко С.Б. 74

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕСИММЕТРИЧНЫХ РЕЖИМОВ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ОСЦИЛЛЯТОРА С СУХИМ ТРЕНИЕМ
Фокин А.В. 83

УПРУГИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНОГО СЛОЯ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ
Крит Т.Б., Андреев В.Г., Шанин А.В., Голубкова И.И. 90

НЕОДНОРОДНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
Толипов Х.Б. 96

О ВЛИЯНИИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНО-ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ ЭМИССИЮ НИКЕЛЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОТЖИГЕ
Кудрявцев Е.М., Зотов С.Д., Лебедев А.А., Ляховицкий М.М., Покрасин М.А., Рощупкин В.В. 102

О НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Буланов В.А.

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН; Владивосток

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

Представлены результаты теоретических исследований нелинейного распространения звука в кристаллизующейся жидкости, содержащей центры кристаллизации. Показано существенное влияние фазовых превращений на генерацию нелинейных сигналов в кристаллизующейся жидкости. Выявлено аномальное поведение частотных и концентрационных зависимостей нелинейного акустического параметра, существенно отличающихся по своему характеру от таковых в случае жидкости с частицами без фазовых превращений. Показано, что фазовые превращения оказывают сильное влияние на центры кристаллизации с размерами, характерными для экспериментов с кристаллизующимися жидкостями в пористых средах, в которых ранее экспериментально были установлены аномалии в поведении поглощения и дисперсии скорости звука при кристаллизации и плавлении. Показано, что особенностью параметра акустической нелинейности в кристаллизующейся воде при монодисперсном распределении центров кристаллизации по размерам функции является резкое (до двух порядков) возрастание нелинейности при малых размерах. Отмечено, что важной чертой является провал при размерах, когда формально сжимаемость зародышей кристаллизации вследствие фазовых превращений становится отрицательной. Тем не менее, в целом фазовые превращения увеличивают акустическую нелинейность кристаллизующихся жидкостей. Обнаружено, что наиболее значительное влияние фазовых превращений наблюдается на относительно низких частотах и при малых размерах центров кристаллизации.

Поведение линейных и нелинейных акустических характеристик сред вблизи точек фазового перехода, например, жидкостей вблизи температуры кипения или температуры кристаллизации представляет особый интерес. Известно, что в линейном случае в кристаллизующейся жидкости с фазовыми включениями при определении акустических характеристик следует учитывать фазовые превращения [1]. Оказывается, они существенно влияют на поведение многих акустических характеристик в зависимости от частоты звука и от концентрации включений, приводя в целом ряде случаев к аномально высокому увеличению поглощения, рассеяния и дисперсии скорости звука [1-6]. Следует ожидать подобного сильного влияния фазовых превращений также и на нелинейные акустические характеристики микронеоднородных жидкостей [7, 8]. Известно, что акустическая нелинейность в микронеоднородных жидкостях имеет сложное динамическое и термодинамическое происхождение и для нее характерным является сочетание термодинамической нелинейности (уравнения состояния) собственно фазовых включений и динамической нелинейности, обусловленной нелинейным характером уравнений гидродинамики (нелинейная динамика включений в акустическом поле). Интересным частным случаем фазового перехода жидкости является случай кристаллизации жидкости в пористых средах, который порой существенно отличаются по своему характеру от фазовых переходов, происходящих в гомогенных средах [5 - 7].

Физическую картину взаимодействия звука с фазовыми включениями в присутствии фазовых превращений можно пояснить на примере центров кристаллизации следующим образом [1, 8]. Для простоты будем считать включение сферическим по форме с радиусом R. Пусть на него падает гармоническая звуковая волна $P_m \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_1\mathbf{r})$. Температура поверхности центров кристаллизации T_R при квазиравновесном фазовом переходе в каждый момент времени изображается точками, лежащими на кривой фазового равновесия $P_\sigma(T)$. Температура жидкости вблизи поверхности центров кристаллизации следует звуковому давлению вдоль адиабаты

$P_s(T)$. Жидкость, прилегающая к поверхности центров кристаллизации, периодически оказывается локально переохлажденной или перегретой на величину $\Delta T_0 = T_\sigma - T_s$, что приводит к чередующимся процессам кристаллизации и плавления. Массообмен, возникающий в результате этих процессов, приводит к дополнительному изменению объема зародышей. При увеличении давления жидкость кристаллизуется - дополнительное изменение объема положительно, т.е. оно конкурирует с уменьшением объема центров кристаллизации в результате механического сжатия. Можно представить ситуацию, когда изменение объема центров кристаллизации, вызванное массобменом, станет больше изменения объема за счет только механического сжатия - возникнет эффективная отрицательная сжимаемость центров кристаллизации. Поскольку массообмен происходит на поверхности центров кристаллизации, а его сжатие осуществляется по всему объему, то ожидаемый случай может возникнуть лишь при достаточно малых радиусах, когда влияние поверхности велико. Именно в этом случае следует ожидать значительное увеличение амплитуды колебаний центров кристаллизации в звуковом поле. Очевидно, что при этом важно также рассмотрение процессов теплопередачи вблизи поверхности зародыша, т.к. явления кристаллизации и плавления существенным образом зависят от условий отвода теплоты фазового перехода от межфазной границы. Таким образом, колебания центров кристаллизации в звуковом поле можно рассмотреть, решая совместно гидродинамические уравнения, описывающими кинетику фазового перехода. Для решения полученной системы уравнений в работе используется теория возмущений в квадратичном приближении.

Вычисление поглощения и дисперсии скорости звука можно провести, используя гомогенную модель сплошной среды – среды с эффективными параметрами, такими как эффективная сжимаемость, скорость звука, плотность и т.п. жидкости с распределенными в ней центрами кристаллизации [8, 9]. Мы воспользуемся такой моделью, чтобы получить результаты для коэффициента поглощения и дисперсии скорости звука, в том числе и при больших концентрациях ФВ, когда известная модель Фолди [1, 8 – 10] неприменима. Принимая во внимание, что эффективная сжимаемость гомогенной среды β_e без фазовых превращений хорошо изучена, достаточно просто обобщить известное выражение для β_e на случай кристаллизующейся жидкости:

$$\beta_e = \beta(1-x) + \beta' x + (\Delta\rho/\rho)(\beta' - K)x, \qquad (1)$$

где ρ - плотность, $\Delta\rho = \rho' - \rho$, штрихи относятся к ФВ, $x = (4\pi/3)\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR$ - объемная концентрация, $g(R)$ - функция распределения ФВ по размерам R. Сжимаемость включений K согласно [1, 8] имеет вид $K(R,\omega) = \mathrm{K}(R,\omega)/Q(R,\omega) \equiv |K| e^{-i\theta}$, где K - собственная сжимаемость ФВ, $\mathrm{K} = -(1/V)(dV/dP')$, Q - инерционный множитель, имеющие сложную зависимость от частоты ω и радиуса R, от теплоты фазового превращения L, и кинетического коэффициента Λ, определяющего неравновесность фазового превращения:

$$\mathrm{K}(R,\omega) = \beta_0 - \frac{C'_\sigma}{L}\left(\phi - \frac{C_\sigma C'_P}{C'_\sigma C_P}\Phi\right) d_\sigma \xi, \qquad Q(R,\omega) = 1 - \frac{\mathrm{K}}{3}\frac{\rho\omega^2 R^2}{1 - k_1 R} - \frac{G}{3}\left(\frac{2\sigma}{R} + 4i\eta\omega\right), \quad (2)$$

$$\varphi(k'_2 R) = 3\frac{(k'_2 R)\operatorname{cth}(k'_2 R) - 1}{(k'_2 R)^2}, \qquad \Phi = 3\frac{\rho C_P}{\rho' L}\frac{1 - ik_2 R}{(k_2 R)^2}, \qquad k_2 = \sqrt{i\omega/\chi}, \qquad (3)$$

$$G = \frac{\beta'}{\gamma'} + \frac{C'_P}{L}\frac{\rho}{\Delta\rho}\Phi d_\sigma \xi, \qquad \beta_0 = \frac{\beta'}{\gamma'} + \alpha'(d_S - d'_S)\frac{\varphi\Phi}{\varphi - \Phi}, \qquad (4)$$

$$\xi = (1 - i\omega\tau)^{-1}, \qquad \tau = \frac{C'_P}{L}\frac{R}{3\Lambda}(\varphi - \Phi), \qquad \xi = \xi(R,\omega) \Rightarrow \begin{cases} \to 0 & \Lambda \to 0 \\ \to 1 & \Lambda \to \infty \end{cases} \qquad (5)$$

В случае кристаллизации L – теплота плавления, коэффициент Λ равен $\Lambda = aL\rho/\eta T_\sigma$, где a - параметр кристаллической решетки, η - коэффициент вязкости, нижний индекс σ у величины означает, что она определена в точке фазового перехода, так, например, $d_\sigma = (dT/dP)_\sigma = \Delta\rho T/\rho\rho' L$ - характеризует наклон кривой фазового равновесия.

На рис.1 представлена зависимость $K(R,\omega)$, полученные по формулам (2)-(5) для центров кристаллизации воды. Виден максимум $|K(R)|$ на так называемом тепловом "резонансе", располагающимся в окрестности радиусов, сравнимых с длиной тепловой волны. Наличие примеси в жидкости подобно присутствию газовой компоненты в парогазовых пузырьках оказывает демпфирующее влияние на фазовые превращения. Как видно из рис.1 последнее приводит к уменьшению сжимаемости $|K(R)|$. Следует обратить внимание на то, что все аномальные эффекты резкого увеличения сжимаемости наблюдаются при малых R. Именно здесь проявляется новый эффект – отрицательная сжимаемость центров кристаллизации, обусловленная фазовым превращением [1, 8, 9]. Последнее особенно хорошо видно из поведения фазы $\theta(R)$ сжимаемости $K(R)$.

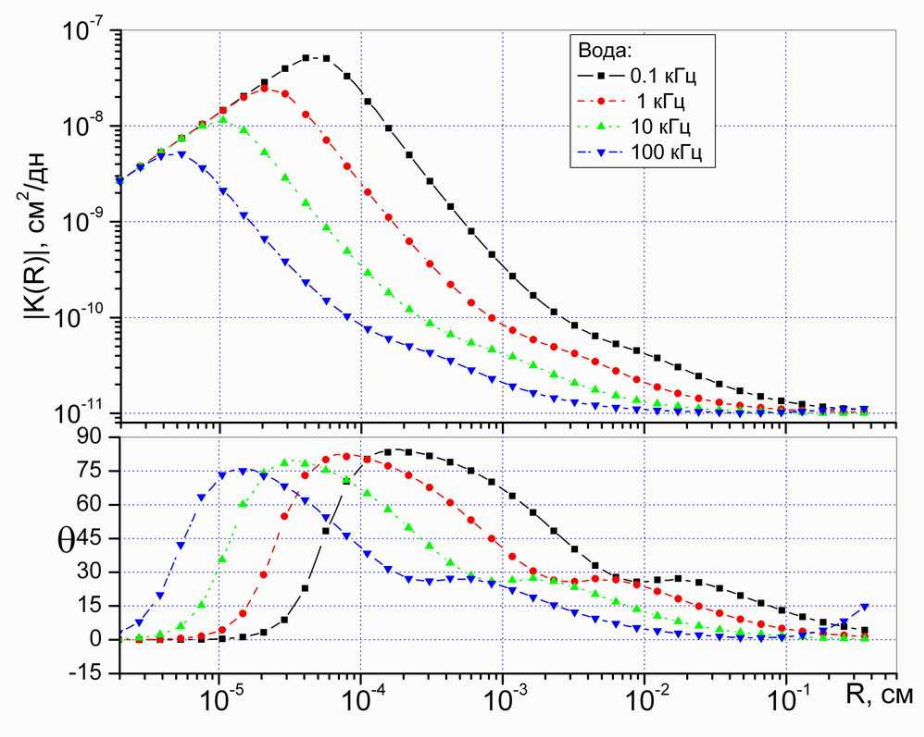


Рис.1. Сжимаемость $K(R)$ центров кристаллизации воды

Обобщение формулы Вуда [8, 10] для скорости звука в жидкости с фазовыми превращениями можно записать в виде $c_e = (\partial\rho_e/\partial P)^{-1/2} = (\rho_e\beta_e)^{-1/2}$, который формально выглядит также, как известная формула Вуда, но с измененными эффективными параметрами $\rho_e = \rho(1-x) + \rho' x$ и β_e. Формулу для эффективной скорости звука удобно написать в виде

$$\frac{c_e}{c} = \left(1 + x\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{-1/2}\left[1 + x\left(\frac{\rho'\beta'}{\rho\beta} - \frac{\Delta\rho K}{\rho\beta}\right)\right]^{-1/2}. \qquad (6)$$

При этом следует иметь в виду, что операция умножения концентрации на скобку в выражении (2) в случае произвольного распределения центров кристаллизации по размерам означает на самом деле выражение такого типа $x(...) \equiv 4\pi/3)\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R)(...)\,dR$.

Взяв мнимую и вещественную часть от выражения (6) можно получить коэффициент поглощения и дисперсию скорости звука в виде

$$\alpha = \mathrm{Im}\frac{\omega}{c_e} = \frac{\omega}{c}\left(1 + x\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{1/2} \mathrm{Im}\left[1 + x\left(\frac{\rho'\beta'}{\rho\beta} - \frac{\Delta\rho K}{\rho\beta}\right)\right]^{1/2}, \tag{7}$$

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{c_e - c}{c} = \mathrm{Re}\left\{\left(1 + x\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{-1/2}\left[1 + x\left(\frac{\rho'\beta'}{\rho\beta} - \frac{\Delta\rho K}{\rho\beta}\right)\right]^{-1/2}\right\} - 1. \tag{8}$$

Особенностью выражений (7)-(8) является то, что в общем случае они нелинейны по концентрации центров кристаллизации. При малых концентрациях получаем выражение для α и $\Delta c/c$, которые совпадают с выражениями, определяемые с помощью формулы Фолди [8].

Нелинейный акустический параметр ε_e для микронеоднородных жидкостей определяется формулой [8, 9]

$$\varepsilon_e = (1/2)\left\{1 - \left[(\beta_e)_P / (\beta_e)^2\right]\right\}. \tag{9}$$

Для определения ε_e, следует вычислить производную по давлению от эффективной сжимаемости среды, содержащейся в формуле (9). Эта процедура предполагает решение системы нелинейных уравнений гидродинамики совместно с уравнениями кинетики фазового превращения, неравновесность которого обычно задают в виде линейного уравнения типа уравнения Герца - Кнудсена [1]. Уравнения решаются в квадратичном приближении теории возмущении, малым параметром которой является малость колебаний радиуса центров кристаллизации. Окончательно можно найти нелинейный параметр ε_e в виде

$$\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x) + \tilde{\varepsilon}(x) \tag{10}$$

где нелинейный параметр $\varepsilon_{0e}(x)$, характеризующий жидкость без фазовых превращений, и дополнительное изменение нелинейного параметра $\tilde{\varepsilon}(x)$, связанное с фазовыми превращениями, определяются следующими выражениями [8]

$$\varepsilon_{0e} = \frac{\beta^2}{\beta_e(x)^2}\left(\varepsilon(1-x) + \frac{\beta'^2}{\beta^2}\varepsilon' x\right), \tag{11}$$

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{x}{\beta_e(x)^2}\left[\frac{\Delta\rho}{\rho}\left(\beta'_P - K_P\right) + \frac{\rho'}{\rho}\left(\beta' - K\right)^2 + 2\left(K - \frac{\rho'}{\rho}\beta\right)\left(\beta' - K\right)\right]. \tag{12}$$

При этом следует учесть, что величина β'_P, относящаяся к материалу, составляющему центров кристаллизации и производная от сжимаемости центров кристаллизации, K_P, зависит как от нелинейного параметра ε' этого материала, так и от характера нелинейной динамики центров кристаллизации, т.е. от условий генерации волны комбинационной частоты. В частном случае генерации волны разностной частоты Ω при распространении бигармонической волны, т.е. волны накачки с двумя частотами ω_1 и ω_2, получаем $\beta'_P = \beta'^2(1-2\varepsilon')$, $K_P(\omega_1,\omega_2,\Omega) = K(\omega_1)K(\omega_2)^*\left[1 - B_\Omega(\omega_1,\omega_2,\Omega)\right]/3$. Здесь величина $B_\Omega(\omega_1,\omega_2,\Omega)$ характеризует нелинейную восприимчивость центров кристаллизации, зависящую от кинетики фазового превращения и динамических характеристик центров кристаллизации [8]. При отсутствии фазовых превращений, когда $\beta = K$, получаем соотношение $\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x)$.

На рис.2 представлена зависимость коэффициента поглощения звука на различных частотах от радиуса *R*. Видно, что при малых *R* (но при сохранении объемной концентрации x), коэффициент поглощения звука резко усиливается. Это свидетельствует о существенности фазовых превращений, происходящих на поверхности центров кристаллизации, относительное влияние которой усиливается с уменьшением размера центров кристаллизации. На рис.3 представлена зависимость

коэффициента поглощения звука $\alpha(f,x)$ в кристаллизующейся воде со степенной функцией распределения центров кристаллизации по размерам. На высоких частотах видна линейная частотная зависимость, которая является типичной для микронеоднородных сред типа насыщенных морских осадков. Важно отметить, что на частотах ниже 100 кГц начинается более медленный спад коэффициента поглощения звука по сравнению с линейным, что свидетельствует о резком усилении на низких частотах вклада фазовых превращений.

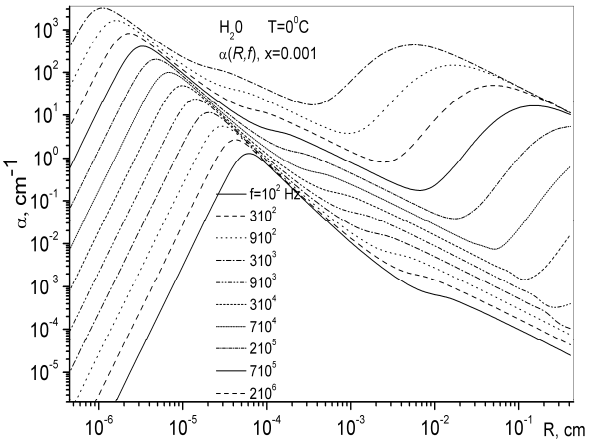


Рис.2. Коэффициент поглощения звука $\alpha(R,f)$ в кристаллизующейся воде при $x=0.1\%$

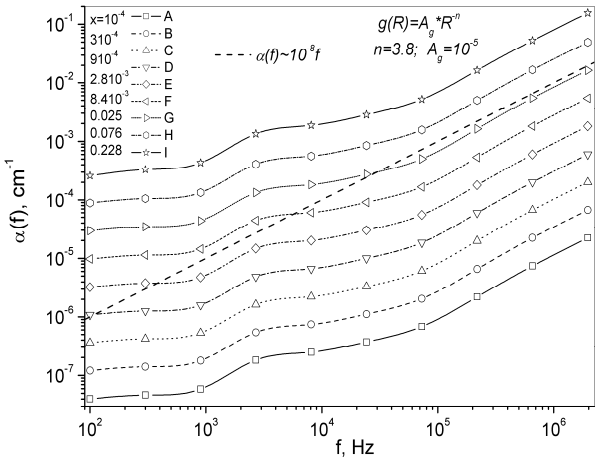


Рис.3. Коэффициент поглощения звука $\alpha(f,x)$ в кристаллизующейся воде с степенной функцией распределения центров кристаллизации по размерам

На рис.4 - 5 представлен параметр акустической нелинейности в кристаллизующейся воде при монодисперсном распределении центров кристаллизации по размерам. Особенностью функции $\varepsilon(R,\Delta f)$ является резкое (до двух порядков) возрастание нелинейности при малых *R*. Важной чертой кривых на рис.4 является провал при радиусах, когда формально сжимаемость зародышей кристаллизации вследствие фазовых превращений становится отрицательной [1, 8]. Видно, тем не менее, что в целом фазовые превращения увеличивают акустическую нелинейность микронеоднородных жидкостей с центров кристаллизации [8].

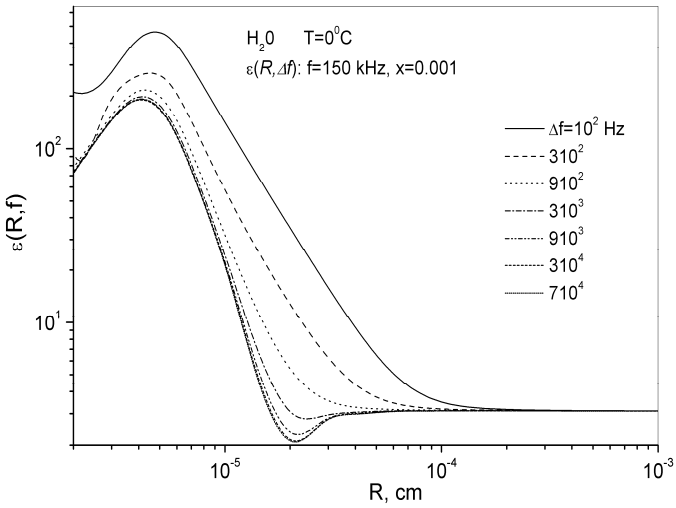


Рис.4. Параметр акустической нелинейности $\varepsilon(R,\Delta f)$ при преобразовании в разностную частоту Δf (частота накачки 150 кГц) в воде с концентрацией центров кристаллизации $x=0.1\%$

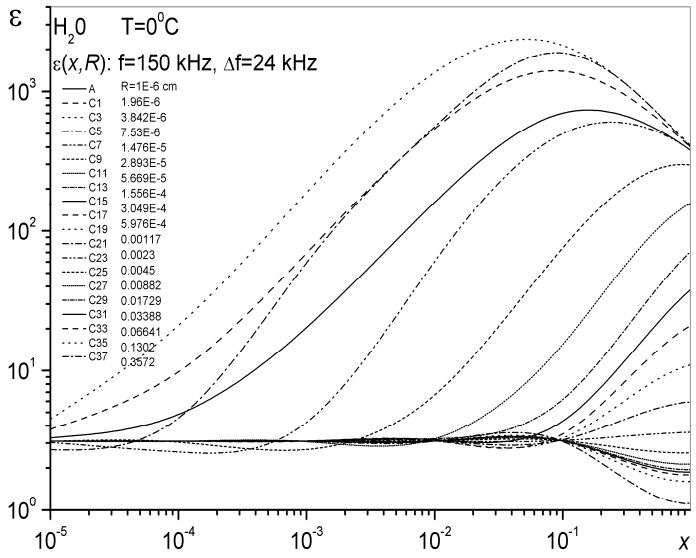


Рис.5. Параметр акустической нелинейности $\varepsilon(x,R)$ при преобразовании в разностную частоту $\Delta f = 24$ кГц (частота накачки 150 кГц) в кристаллизующейся воде при различных R

Следует обратить внимание на нелинейную зависимость параметра акустической нелинейности от концентрации, представленную на рис.5. Видно, что при больших концентрациях центров кристаллизации параметр акустической нелинейности в кристаллизующейся воде ведет себя совершенно аналогично его поведению в высококонцентрированных газожидкостных смесях [8, 9].

На рис.6 представлен параметр акустической нелинейности в кристаллизующейся воде при степенной функции распределении центров кристаллизации по размерам. Видна нелинейная зависимость от концентрации, но она наблюдается только при сравнительно малых концентрациях, когда вклад в нелинейность процессов кристаллизации только начинает превалировать над чисто термодинамическим вкладом, типичным для обычных жидкостей.

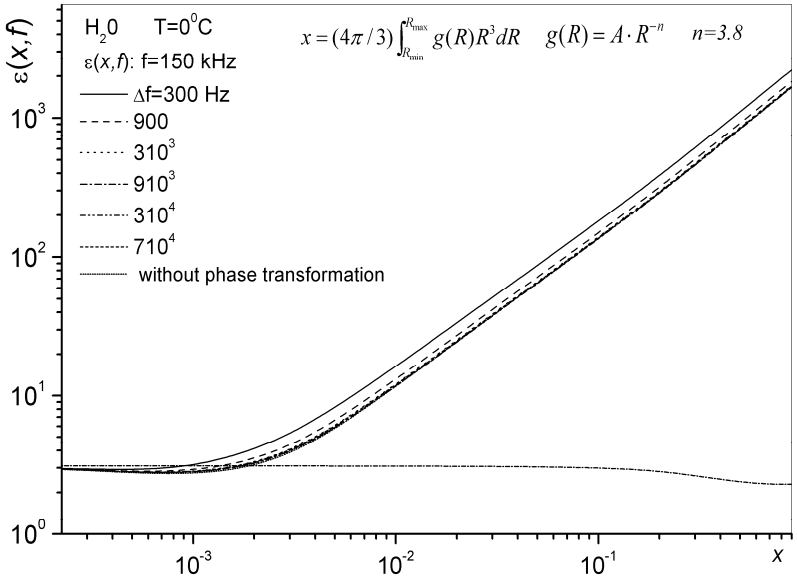


Рис.6. Параметр акустической нелинейности $\varepsilon(x,\Delta f)$ при преобразовании в разностную частоту Δf (частота накачки 150 кГц) в кристаллизующейся воде с степенной функцией распределения центров кристаллизации по размерам

Таким образом, показано, что нелинейный параметр, как правило, резко увеличивается при наличии фазовых превращений, что связано с появлением дополнительного механизма нелинейности, обусловленного фазовыми превращениями. Наиболее значительное увеличение нелинейного параметра происходит в случае, если в среде находятся малые центров кристаллизации с размерами, близкими к длине тепловой волны для данной частоты звука.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ № 12-02-01048-а, гранта ведущих научных школ НШ-6084.2014.5 и грантов ДВО РАН № 12-I-P23-03 и № 12-II-УО-03-007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. — 280 с.
2. McClements D.J. Povey J.W., Dickinson E. Absorption and velosity dispersion due to crystallization and melting of emulsion droplets // Ultrasonics. — 1993. — Vol. 31, No 6. — P. 433-437.
3. Xu Zhang, T.Inada, A.Yabe et al. Active control of phase change from supercooled water to ice by ultrasonic vibration. 1. Control of freezing temperature // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 2001. — Vol. 44. — P. 4523-4531;
4. Xu Zhang, T.Inada, A.Yabe et al. Active control of phase change from supercooled water to ice by ultrasonic vibration. 2. Generation of ice slurries and effect of bubble nuclei // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 2001. — Vol. 44. — P. 4533-4539
5. Борисов Б.Ф., Кумзеров Ю.Ф., Раджабов А.К.,Шеляпин А.В. Акустические исследования фазовых переходов плавление-затвердевание в ансамбле нанокристаллов галлия // Акуст. ж. — 1994. — Т.40. — №1. — С. 153-155.
6. B. F. Borisov, E. V. Charnaya, W.-D. Hoffmann et al. Solidification and melting of mercury in a porous glass as studied by NMR and acoustic techniques //Phys. Rev. B. — 1998. — Vol. 58, No 9. — P.5329-5335
7. Charnaya E.V., Plotnikov P.G., Michel D., Tien C., Borisov B.F., Sorina I.G., Martynova E.I. Acoustic studies of melting and freezing for mercury embedded into Vycor glass. // Physica B. — 2001. — Vol. 299, No 1-2. — P. 56-63.
8. Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука. 2001. — 280 с.
9. В.А. Акуличев, В.А. Буланов Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками // Доклады Академии наук, — 2013. — Том 448, № 2, — С. 213-217
10. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. — 237 с.

назад к содержанию

ОСОБЕННОСТИ ВЯЗКОВОЛНОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ КОЛЕБЛЮЩИХСЯ ТВЕРДЫХ ГРАНИЦ С РАЗЛИЧНЫМИ АДГЕЗИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ

Грачев Б.Е.

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет
Санкт-Петербург

E-mail: bgrach@rambler.ru

Для экспериментальных исследований кинематики вязких волн и генерируемых ими вязковолновых течений удобными оказываются тела вращения, поскольку при их колебательно-вращательном движении на поверхности не равна нулю только тангенциальная компонента колебательной скорости. В этом случае оказывается возможным решение уравнений Навье-Стокса с использованием граничных условий прилипания жидкости к твердому телу и равенства нулю колебательной скорости волн на бесконечности. Представлены результаты сравнения экспериментальных исследований поля вязковолновых течений вязкой жидкости вблизи нескольких шаров с поверхностями, обладающими различными адгезионными свойствами. В качестве жидкости был выбран глицерин с кинематической вязкостью ν=6,4 см^2/с при нормальных условиях. Об адгезионной способности судили по краевому углу смачивания твердой поверхности жидкостью. С увеличением значения колебательной скорости шара в случае поверхности гидрофобной (графит, парафин) наблюдаемое поле скоростей течений становится существенно отличным от поля вблизи поверхности, обладающей гидрофильными свойствами (металл, окрашенная поверхность) при прочих равных условиях. Такое различие в полях скоростей течений объясняется проскальзыванием жидкости в случае гидрофобной поверхности.

При вращательно-колебательном движении сферы в вязкой жидкости около нее возникают вязковолновые течения. Такое движение жидкости происходит в силу поглощения импульса вязкой волны, генерируемой поверхностью сферы. Характер вязковолновых течений определяется соотношением вязких и инерционных сил. Эффективность передачи импульса от волнового движения к однонаправленному гидродинамическому оценивается из уравнения Навье-Стокса [1]. Для упруго-инерционных и вязких волн она определяется величиной поглощенного средой импульса и оказывается пропорциональной αv_0^2, где α – коэффициент поглощения, а v_0 – амплитуда колебательной скорости волны в точке наблюдения. Как показано в представляемой работе, скорость течений при прочих равных условиях определяется и адгезионными свойствами поверхности твердой границы. Кинематика явления исследовалась в глицерине методом визуализирующих частиц – мелких пузырьков воздуха диаметром около 100 мкм. Такие частицы удовлетворяют условию равенства их собственной скорости скорости движения окружающей их жидкости с точностью до 0,02% [2]. Вертикальный «срез» течения, фиксируемый фотоаппаратом, вырезался в жидкости с помощью источника света и оптической системы. Время экспозиции при фотографировании превышало период колебаний, так что движение частиц представляет собой треки. На примере фотографии (рис.1) показан вид исследуемых течений – система, состоящая из двух внутренних [1] вихрей, расположенных симметрично экваториальной плоскости. По непосредственному наблюдению явления, фотографиям (рис.1) и схеме течения (рис.2) можно оценить направления и скорости течения в различных областях. Выбор указанного типа движения сферы обусловлен тем, что при осевом вращательно-колебательном движении она не вытесняет жидкость, поэтому в исследуемой системе нет потенциального движения жидкости как в случае сферы осциллирующей.

Величина скорости течения в поле вязких волн зависит от амплитуды смещения. В [1] отмечалась линейная зависимость радиальной компоненты скорости

течения от амплитуды смещения осциллирующего тела в диапазоне числа Фруда $Fr=A/\delta$ от 1 до 22.

Квадратичная зависимость величины скорости течения от амплитуды смещения колеблющегося тела A, отмечаемая в [3] для осциллирующей сферы, наблюдалась при малых значениях числа Фруда $Fr=A/\delta$ и характерна для медленных течений (вязкие силы больше инерционных). В наших опытах число Фруда изменялось в пределах от 0,2 до 0,5.

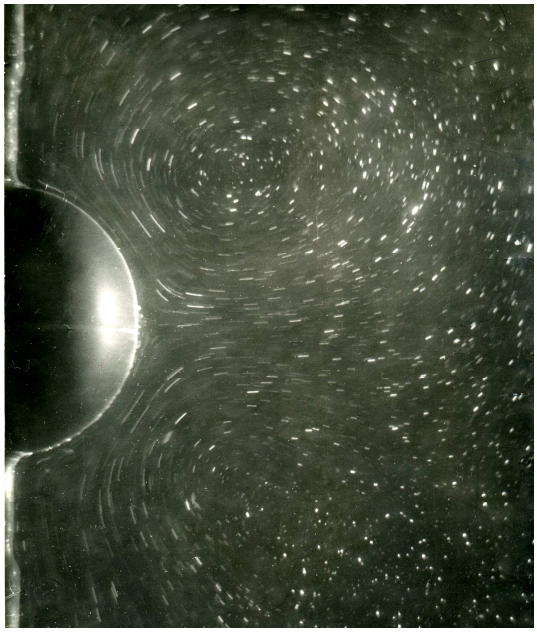


Рис. 1. Пример фотографии вязковолновых течений

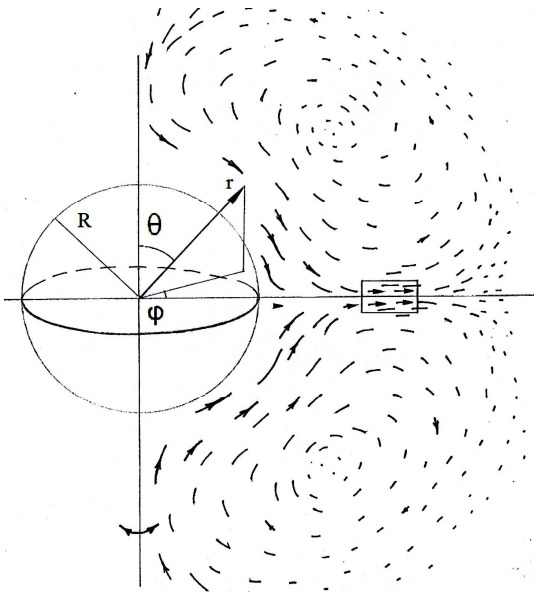


Рис. 2. Схема вязковолновых течений. Прямоугольником выделена область стабилизации значений скорости U_r

На рис.1 и рис.2 видно, что в экваториальной плоскости скорость течения имеет только одну радиальную составляющую U_r. На некотором удалении от поверхности сферы существует область, где величина скорости течения U_r стабилизируется. Такая область выбиралась из условия, чтобы значения скоростей в центре области не отличались от значений по краям более чем на 5%. На рис.2 она обозначена

прямоугольной рамкой. Кинематика течений, представленная ниже, исследовалась нами именно в этой области.

Как показано в представляемой работе далее, скорость вязковолнового течения зависит от адгезионных свойств поверхности источника. За меру таких свойств с учетом [4] был взят краевой угол смачивания γ жидкостью поверхности твердого тела, измеренный при нормальных условиях (T=20°C, p=760 мм.рт.ст) для глицерина с кинематической вязкостью ν=6,4 см^2/с. Поле скоростей вязковолновых течений исследовалось нами вблизи четырех поверхностей. Величины краевых углов для них приведены в таблице 1:

Таблица 1. Величины краевых углов

Поверхность	γ, град.
Медь	42 ± 2
Окрашенная поверхность	49 ± 2
Графит	58 ± 2
Парафин	59 ± 2

Поскольку вязкость глицерина довольно существенно зависит от температуры, ее во время опытов контролировали и поддерживали с точностью 0,2^o С. Изменению температуры в этих пределах соответствует изменение вязкости глицерина примерно на 1%. Из фотографий течений по длине треков визуализирующих частиц и известном времени экспозиции рассчитывается скорость течений. Суммарная методическая погрешность таких расчетов скоростей составила не более 8%. На рис. 3 представлены результаты исследования скорости течений U_r в указанной области стабилизации от величины колебательной скорости поверхности сферы для пары поверхностей – окрашенной черной нитрокраской и покрытой графитом. Выбор именно этих поверхностей обусловлен целью снизить на фотографиях лишние блики, вуалирующие движение визуализирующих частиц. Температура жидкости составила в этом случае (17,0 ± 0,2)^{0}С. Каждая экспериментальная точка на графиках получена в результате усреднения не менее 5 измерений.

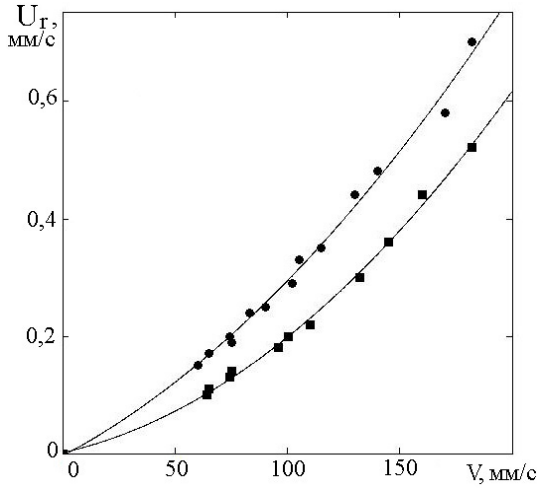


Рис. 3. График зависимости скорости течения от величины колебательной скорости поверхности сферы. Значками обозначены: ● – окрашенная поверхность, ■ – графит. Линии – аппроксимация зависимостей полиномами второй степени.

На рис.4 представлены подобная зависимость для другой пары поверхностей, отличающихся адгезионными свойствами при температуре глицерина $(18{,}0 \pm 0{,}2)^0$C. Это медь и парафин. Коэффициент преобразования по скорости движения вращательно-колеблющейся сферы – монопольного источника – в вязковолновое течение во всех рассматриваемых случаях составляет примерно 10^{-2}, в то время как для дипольного источника – поступательно осциллирующей сферы – такой коэффициент на порядок выше [1].

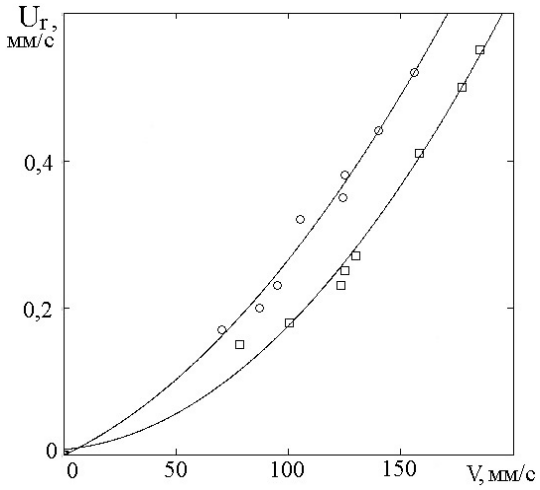


Рис. 4. График зависимости скорости течения от величины колебательной скорости поверхности сферы. Значками обозначены: ○ – медь, □ – парафин. Линии – аппроксимация зависимостей полиномами второй степени.

Хотя все экспериментальные зависимости мы аппроксимировали полиномом второй степени, на графиках (рис.3 и рис.4) для значений скоростей течения U_r в диапазоне колебательной скорости V поверхности шара выше 120 мм/с, что соответствует значению числа Фруда $Fr \approx 0{,}5$, аппроксимацию вполне удовлетворительно можно заменить линейной. Такой характер зависимости говорит о возрастании инерционных сил.

В случае как первой пары поверхностей, так и второй видно, что величины скоростей течения в случае гидрофильных поверхностей заметно выше скоростей вблизи поверхностей гидрофобных и превышают их примерно на 25%. То есть в последнем случае колеблющееся тело менее эффективно передает свой импульс жидкости. При таком характере течений для плохо смачиваемой поверхности следует допустить наличие проскальзывания жидкости относительно твердой границы.

Для численной характеристики влияния поверхностных сил на границе твердого тела и вязкой жидкости на исследуемые течения следует модифицировать, опираясь на [5], условия прилипания. С этой целью вводится коэффициент k, аналогичный «коэффициенту трения», следующим образом [6]:

$$\partial V/\partial t|_{y=0} = k(U - V|_{y=0}), \qquad (1)$$

где y – нормальная к твердой поверхности координата, $U = U_0 \exp(-i\omega t)$ – скорость поверхности, а V – скорость жидкости на границе. При $k \to \infty$ выполняется условие прилипания, то есть $V|_{y=0} \to U$. Разрыв скорости в (1) вводится чисто формально: пространственный эффект более быстрого изменения колебательной скорости в вязкой волне вглубь жидкости вблизи плохо смачиваемой поверхности по сравнению с хорошо смачиваемой поверхностью сводится к эффекту локальному. В последнем случае, кроме того, для хорошо смачиваемых поверхностей, как отмечено в [4], вязкость в граничных слоях оказывается выше, что может толковаться как скольжение с отрицательным коэффициентом. Нами при экспериментальном исследовании вязких

волн в глицерине вблизи совершающего вращательные колебания длинного цилиндра [7] показано, что в случае хорошо смачиваемых поверхностей колебательная скорость в вязкой волне уменьшается вглубь жидкости медленнее, чем это следует из решения уравнения Навье-Стокса с граничным условием прилипания. Рассчитанное из этих опытов значение вязкости непосредственно вблизи твердой поверхности оказалось примерно на порядок выше, уменьшаясь в пределах δ/5 (δ – толщина пограничного слоя) до значений вязкости в «глубине» жидкости, определяемой обычными методами.

Решая совместно с введенным граничным условием (1) для колеблющейся в вязком полупространстве со скоростью $U=U_0\exp(-i\omega t)$ плоской границы уравнение Навье-Стокса в приближении вязкой несжимаемой жидкости, сводящееся в этом случае к уравнению $\partial V/\partial t=\nu(\partial^2 V/\partial t^2)$ [8], получаем скорость жидкости:

$$V=(k/k-i\omega)U_0\exp(-y/\delta)\exp i(y/\delta-\omega t), \qquad (2)$$

где $\delta=(2\nu/\omega)^{1/2}$.

Из уравнения (2) для модуля скорости при $k\to\infty$ получаем:

$$|V|\cong(1-\omega^2/2k^2)|V_{прил}|, \qquad (3)$$

где $V_{прил}$ – решение для граничных условий прилипания.

Если учесть, что скорость течения U_r пропорциональна V^2 (рис.3 и рис.4), то отсюда U_r оказывается равной: $U_r \cong(1-\omega^2/k^2)$. Для поверхности, покрытой графитом, рассчитанное значение коэффициента трения k, найденное из экспериментальных измерений скорости течений, составило 120 $с^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прохоренко П.П., Пугачев С.И. Семенова Н.Г. Ультразвуковая металлизация материалов. Мн.: Наука и техника, 1987. — 271 с.
2. Скучик Е. Основы акустики. В 2 т. М.: Мир, Т.I. 1976. — 520 с.
3. *Chang Wang* Yi. The flow field induced by an oscillating sphere // J. Sound and Vibration. — 1965. Vol. 22, № 3. — P. 255-265.
4. Ролдугин В.И. Физикохимия поверхности. Долгопрудный: Интеллект. 2008. — 565 с.
5. Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: ГИТТЛ, 1955 — 519 с.
6. Грачев Б.Е., Залесский А.Г. О влиянии граничных условий на течения в поле вязких волн // Региональная VI конференция по распространению радиоволн. СПб. — 2000. — С.52.
7. Грачев Б.Е. Вязкие волны и вязкость жидкости вблизи твердой поверхности // Бутлеровские сообщения. — 2012. Т.31. №9. — С.146-148.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц В.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. — 733 с.

назад к содержанию

СЛИЯНИЕ ШИРОКИХ ЛИНИЙ ШУМОВОГО СПЕКТРА ПРИ ПЕРЕХОДЕ ХАОТИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИЕ

Дружинин Г.А., Догадаева Т.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
E-mail: gd45gd@gmail.com

Подробно исследованы численные решения уравнения Рэлея-Плессета для пульсаций газового пузырька при плавном увеличении амплитуды давления в акустической волне. Получены картины превращения линейчатого спектра периодических пульсаций в сплошной спектр с широкими спектральными линиями. Изучена динамика поведения этих широких линий и превращения сплошного спектра в линейчатый при слиянии этих широких линий. Построены спектры почти периодических колебаний и обнаружены субгармоники ниже одной восьмой.

Газовый пузырёк в жидкости может пульсировать в поле акустической волны. В литературе встречается множество модельных уравнений, описывающих эти пульсации. Например, уравнение Рэлея-Плессета (1), учитывающее вязкость и сжимаемость жидкости, силу поверхностного натяжения, адиабатическую сжимаемость газа и наличие пара [1].

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{1}{\left(1-\frac{1}{c_0}\frac{dR}{dt}\right)}\left(\frac{3}{2}\frac{1}{R}\left(1-\frac{1}{3c_0}\frac{dR}{dt}\right)\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \right.$$
$$+\left(1+\frac{1}{c_0}\frac{dR}{dt}\right)\frac{1}{\rho_0 R}\left(\left(P_0 - P_{ПАРА} + \frac{2\sigma}{R}\right) - \left(P_0 - P_{ПАРА} + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} + P_m \sin\omega_0 t\right) +$$
$$\left. + \frac{4\mu}{R^2}\frac{dR}{dt} + \frac{1}{\rho_0 c_0 R}\frac{dR}{dt}\left(3\gamma\left(P_0 - P_{ПАРА} + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R}\right)\right). \qquad (1)$$

Здесь R – радиус пузырька, P_0 – атмосферное давление, $P_{пара}$ – давление пара, P_m – амплитуда давления в синусоидальной акустической волне накачки, ρ_0 – плотность жидкости, μ – кинематическая вязкость.

Использование метода Рунге-Кутта четвёртого порядка с переменным шагом и оригинальной программы, написанной на языке С++, позволило получить достаточно точные решения уравнения Рэлея-Плессета. По временным зависимостям радиуса пузырька были построены спектры его пульсаций для медленно увеличивающихся значений амплитуды акустической волны.

Мы исследовали несколько моделей колебаний газовых пузырьков и во всех случаях с увеличением амплитуды волны накачки – вынуждающей силы – синусоидальные колебания становятся нелинейными, появляются высшие гармоники. Затем появляются субгармоники, чаще всего первой появляется субгармоника 1/2 ω_0 , и дальше субгармоники размножаются через бифуркации [2].

На рис. 1 представлены результаты одного из численных решений уравнения Рэлея-Плессета: временная зависимость периодических колебаний стенки газового пузырька, а также линейчатый спектр, соответствующий таким колебаниям. На спектре видно, что преобладающей является субгармоника 1/2, основная гармоника уступает ей по высоте. Совершенно отчётливо видны субгармоники 1/4 и 3/4, а субгармоники, кратные 1/8 еле заметны. Мы интересовались только субгармонической частью спектра.

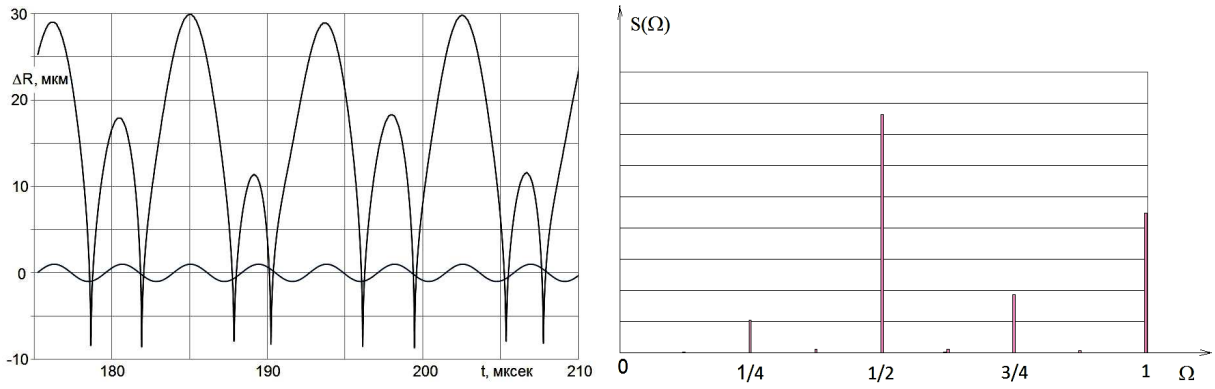


Рис. 1. Слева: временная зависимость изменения радиуса пузырька и давление в акустической волне. R_0 = 10 мкм, P_m =2.6 атм, $\omega_0 = 0.7\omega_{рез}$. Здесь $\omega_{рез}$ – резонансная частота линейных пульсаций пузырька, $\Omega = \omega_0 / \omega_{рез}$. Справа: линейчатый спектр, соответствующий периодическим колебаниям радиуса пузырька. График колебаний повторяется через четыре периода синусоидальной вынуждающей силы.

Однако в некоторых случаях размножение начинается через трифуркации, то есть первыми возникают субгармоники 1/3 и 2/3, а период утраивается (рис. 2).

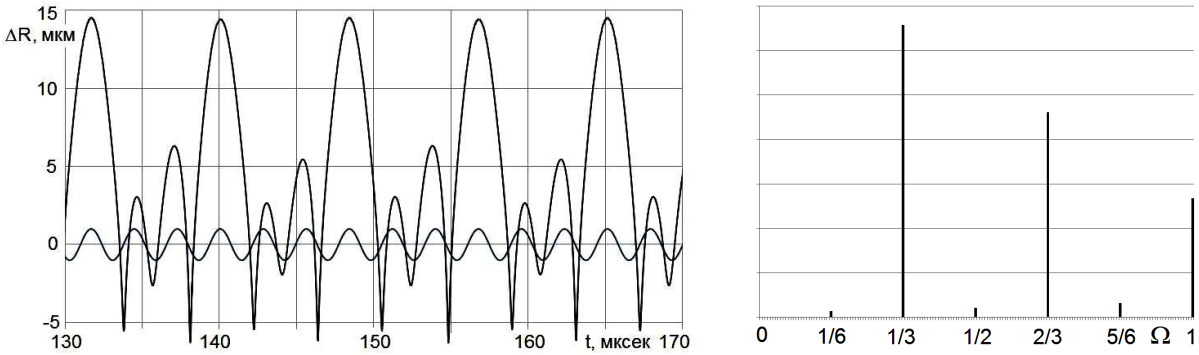


Рис. 2. Слева: временная зависимость изменения радиуса пузырька и давление в акустической волне. R_0 = 10 мкм, P_m =1.7 атм, $\omega_0 = 1.1\omega_{рез}$. Справа: линейчатый спектр, соответствующий периодическим колебаниям радиуса пузырька. График колебаний повторяется через 6 периодов синусоидальной вынуждающей силы.

На рис.3 представлены временная зависимость и спектр колебаний стенки газового пузырька, и по спектру видно, что колебания уже не периодические. При увеличении давления в волне на 0.1 атм спектральные линии субгармоник 1/4 и 3/4 расширились и спектр стал сплошным. Субгармоника 1/2 так же, как в предыдущем решении, больше основной гармоники.

На рис. 4 представлены временная зависимость и спектр, соответствующие хаотическим колебаниям стенки газового пузырька в акустическом поле. Спектр совершенно сплошной, выделяется на этот раз основная гармоника, а окрестность субгармоники 1/2 представляет собой широкую линию. Колебания не периодические, поэтому их спектры всё время разные. Сравнивать эти изменчивые спектры хаотических колебаний при разных частотах и при разных давлениях в волне накачки неплодотворно.

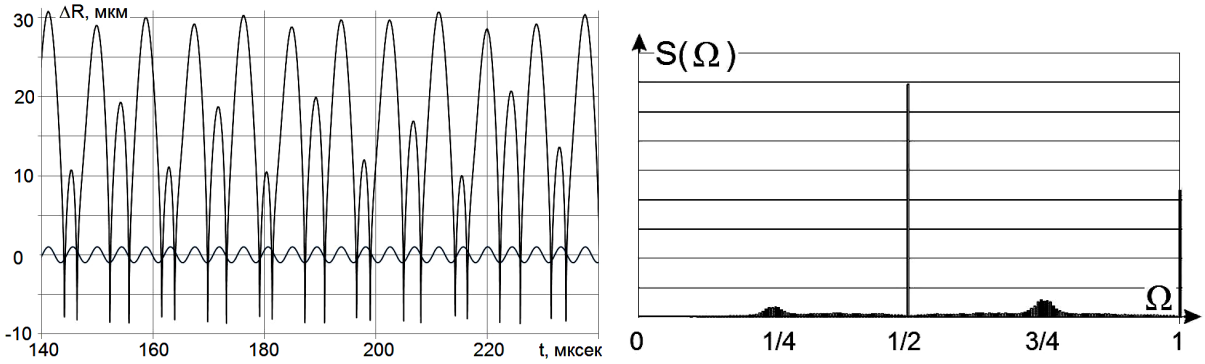


Рис. 3. Слева: временная зависимость изменения радиуса пузырька. Справа: сплошной спектр, соответствующий почти периодическим колебаниям радиуса пузырька. R_0 = 10 мкм, P_m =2.7 атм, $\omega_0 = 0.7\omega_{рез}$.

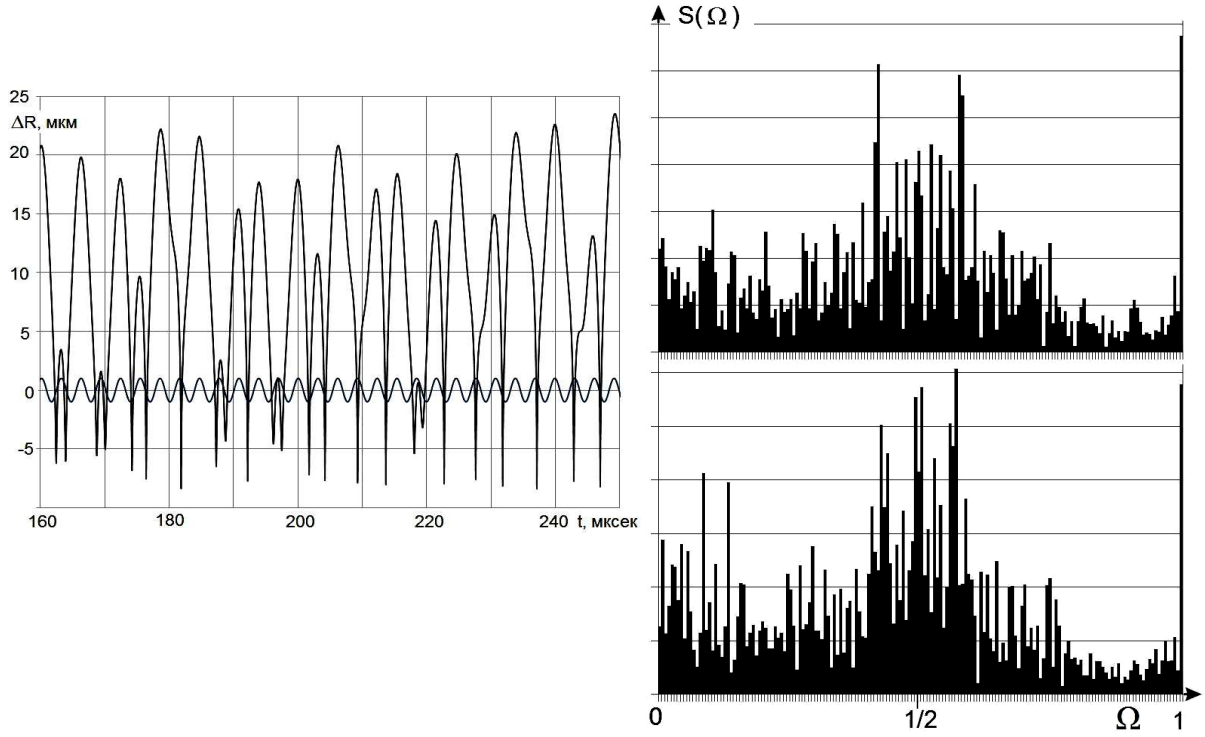


Рис. 4. Слева: временная зависимость изменения радиуса пузырька. Справа: сплошной спектр, соответствующий хаотическим колебаниям пузырька. Показаны спектры последовательных вычислений на 168 периодах волны накачки. Ω – безразмерная частота, $\Omega = \omega/\omega_{рез}$. R_0 = 10 мкм, P_m =2.9 атм, $\omega_0 = 0.7\omega_{рез}$.

В связи с тем, что существует переходной процесс, первые 168 периодов колебаний мы пропускали. Верхний спектр на рис. 4 был рассчитан по вторым 168 периодам вынуждающей силы. Затем был рассчитан спектр по следующим (третьим) 168 периодам вынуждающей силы. Спектр этой зависимости показан в нижней части рисунка. Видно, что они отличаются друг от друга. Если сравнивать эти спектры и дальше, то все они будут уникальными.

Для серий сплошного спектра было замечено, что если вычислить подряд несколько спектров, сложить спектральные составляющие с одинаковыми номерами и разделить на количество спектров, то полученный усреднённый спектр получается на вид гораздо более гладким, чем отдельные спектры.

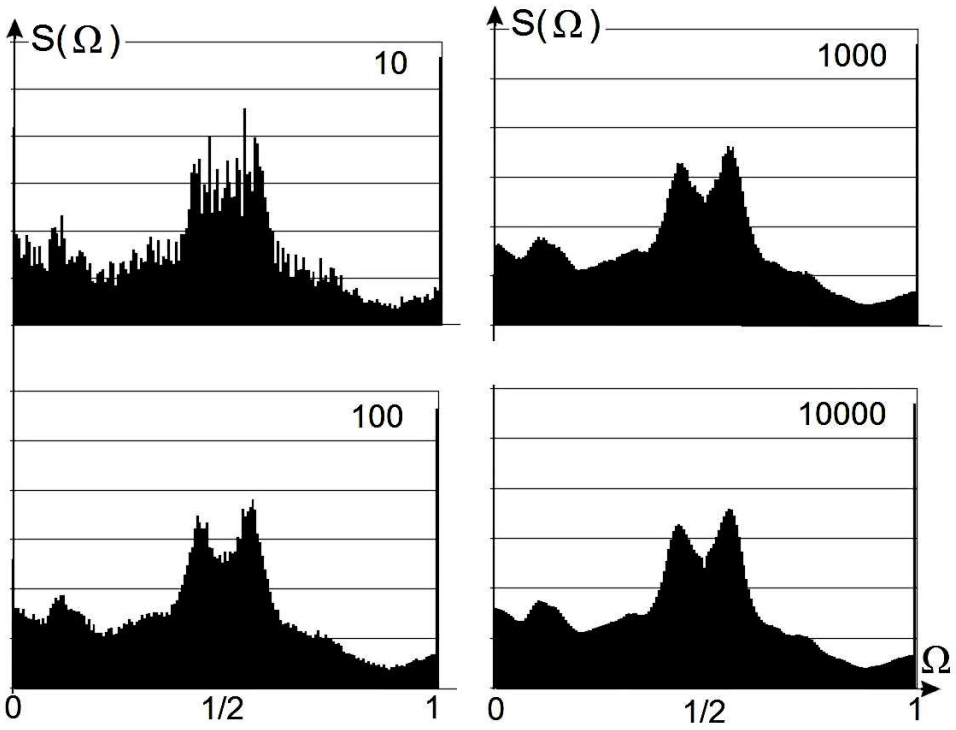


Рис. 6. Серия спектров пульсаций газового пузырька в жидкости с переменным числом накоплений. Количество усредняемых спектров $N_{спек}$ =10, 100, 1000, 10000. $\Omega = \omega/\omega_{рез}$. R_0 = 10 мкм, P_m =2.9 атм, $\omega_0 = 0.7\omega_{рез}$.

В ходе накопления и усреднения спектров получены оригинальные результаты для количества накопленных сплошных спектров $N_{спек}$ = 10, 100, 1000, 10000. Последние два усреднённых спектра уже почти не отличаются друг от друга. Из анализа накопленных спектров был сделан вывод о том, что нерационально накапливать больше двухсот спектров.

Замечено, что спектры хаотических колебаний имеют разную форму. В некоторых случаях дискретные линии линейчатого спектра при изменении амплитуды волны накачки уширяются, и их форма иногда напоминает оптические спектры разреженных газов. При этом формально спектр сплошной, но на нём явно выделяются отдельные дискретные линии и широкие горбы. В некоторых случаях эти линии расширяются, и спектр может состоять из отдельных дискретных линий и широких горбов.

Для поиска закономерностей изменения формы спектров были вычислены и построены трёхмерные диаграммы зависимости формы накопленного спектра от амплитуды вынуждающей силы (акустического давления).

На рис. 7 можно наблюдать переход от хаотических колебаний к периодическим и от периодических к хаотическим. Стоит отметить, что даже при шаге увеличения давления 0.01 атм переходы происходят совсем не постепенно. При амплитуде вынуждающей силы P_m = 2.34 атм спектр является совершенно сплошным и имеет несколько пиков. Но уже при P_m = 2.35 атм спектр становится линейчатым с преобладающими субгармониками 1/3 и 2/3.

Переход от периодических колебаний к хаотическим также нельзя назвать плавным или постепенным. Ещё при P_m = 2.39 атм спектр является линейчатым с ярко выраженными субгармониками, кратными 1/6. С увеличением P_m до 2.4 атм наблюдается сильное уширение спектральных линий 1/6, 1/2 и 5/6, а линии 1/3 и 2/3 остаются дискретными.

На следующем шаге, при P_m = 2.41 атм спектр становится совершенно сплошным, с пиками в окрестности субгармоник 1/3 и 2/3 и провалом на субгармонике 1/2.

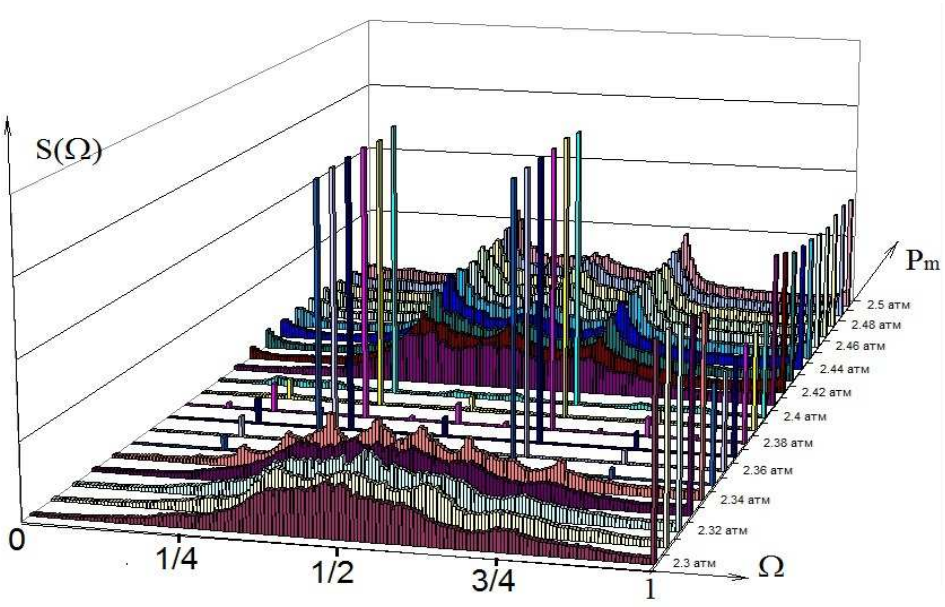


Рис. 7. Серия накопленных спектров решений уравнения Рэлея-Плессета с переменным давлением. По оси абсцисс отложена безразмерная относительная частота $\Omega = \omega/\omega_{рез}$. По оси ординат отложена спектральная плотность. Частота волны накачки $\omega_0 = 0.9\omega_{рез}$. Изменение амплитуды вынуждающей силы P_m от 2.3 до 2.5 атм с шагом 0.01 атм.

Особый интерес на данном промежутке изменения акустического давления представляет спектр, полученный при P_m = 2.38 атм и представленный на рис. 8. На этом спектре впервые отчетливо видны субгармоники, кратные 1/12, хотя ранее мы не наблюдали субгармоник меньше 1/8.

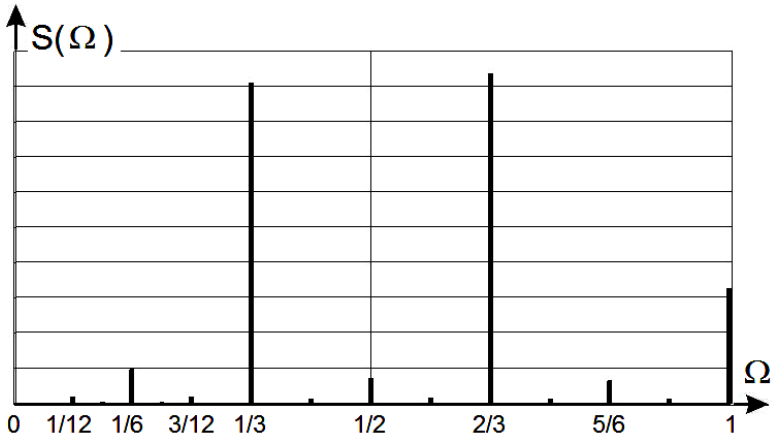


Рис. 8. Спектр колебаний стенки газового пузырька в акустической волне с частотой $\omega_0 = 0.9\omega_{рез}$. Амплитуда вынуждающей силы P_m = 2.38 атм.

На рис. 9 показана серия спектров решений уравнения Рэлея-Плессета в промежутке изменения акустического давления P_m от 3.1 атм до 3.3 атм с шагом 0.01 атм. Здесь можно наблюдать два удавшихся случая перехода от хаоса к периодическим пульсациям и один почти удачный. При давлении P_m = 3.19 и 3.20 атм пульсации становятся почти периодическими (см. рис. 10), спектр почти линейчатым, но всё же хаос побеждает. Особенностью этих пульсаций является то, что здесь реализуется редкая форма почти периодических колебаний с пятикратным периодом.

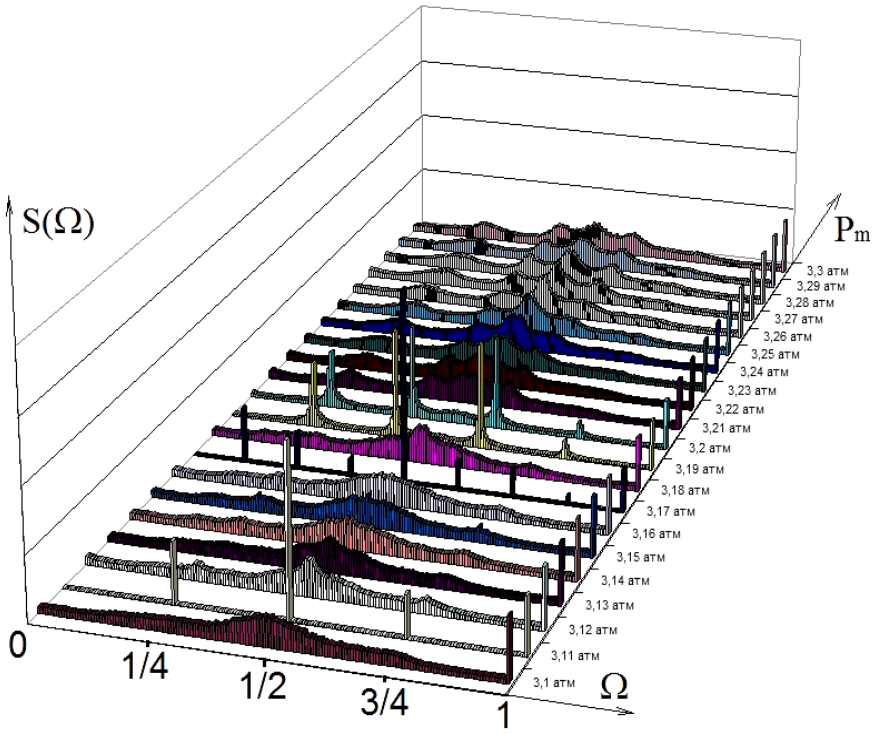


Рис. 9. Серия накопленных спектров решений уравнения Рэлея-Плессета с переменным давлением. По оси абсцисс отложена безразмерная относительная частота $\Omega = \omega/\omega_{рез}$. По оси ординат отложена спектральная плотность. $\omega_0 = 0.9\omega_{рез}$. Изменение амплитуды вынуждающей силы P_m от 3.1 атм до 3.3 атм с шагом 0.01 атм.

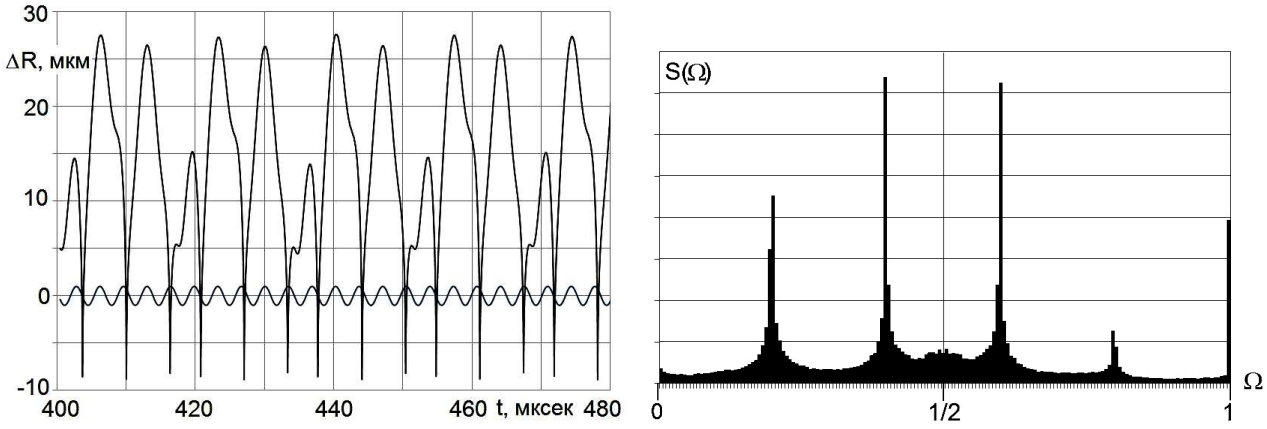


Рис. 10. Временная зависимость и спектр почти периодических колебаний газового пузырька в акустическом поле. Амплитуда вынуждающей силы Pm = 3,2 атм, $\omega_0 = 0{,}9\omega_{рез}$.

Как правило, переход от периодических пульсаций с линейчатым спектром к хаотическим, со сплошным, происходит через удвоение или реже через утроение периода. При дальнейшем увеличении давления в волне накачки спектр приобретает форму, характерную для оптических спектров. В спектре возникают широкие линии, среди которых обязательно присутствует дискретная линия вынуждающей силы.

На рис. 11, 12 и 13 представлена история "движения" широких линий сплошных спектров при увеличении давления. Правый график рис. 11 иллюстрирует процесс перехода спектра из четырёх дискретных линий в четырёхгорбый сплошной спектр, в котором частоты боковых линий не кратны 1/4. Эти линии сближаются и "гасят" половинную частоту. Дальше, сближение этих широких линий приводит к уменьшению "провала" между ними. В момент слияния вдруг возникает дискретная линия субгармоники 1/2 и спектр становится линейчатым, а пульсации – периодическими.

Переход к хаосу при разных частотах акустической волны накачки происходит при давлениях около 1 атм. Давления перехода от хаоса к периодическим колебаниям на разных частотах могут сильно отличаться.

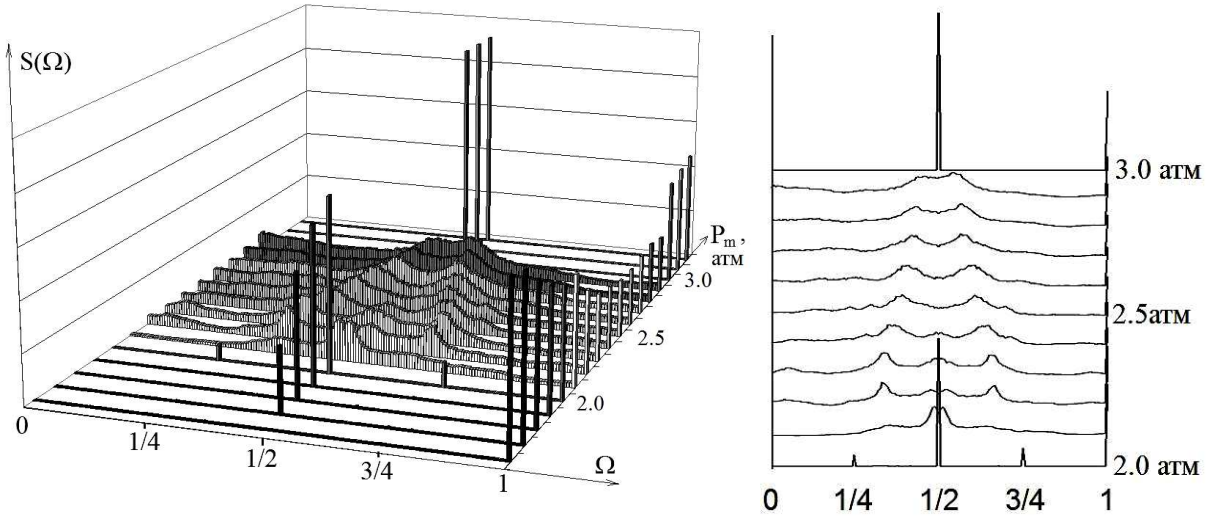


Рис. 11. Спектры пульсаций газового пузырька при амплитудах волны накачки от 1,6 до 3,2 атм, на частоте $\omega_0 = \omega_{рез}$. Справа – огибающие этих спектров.

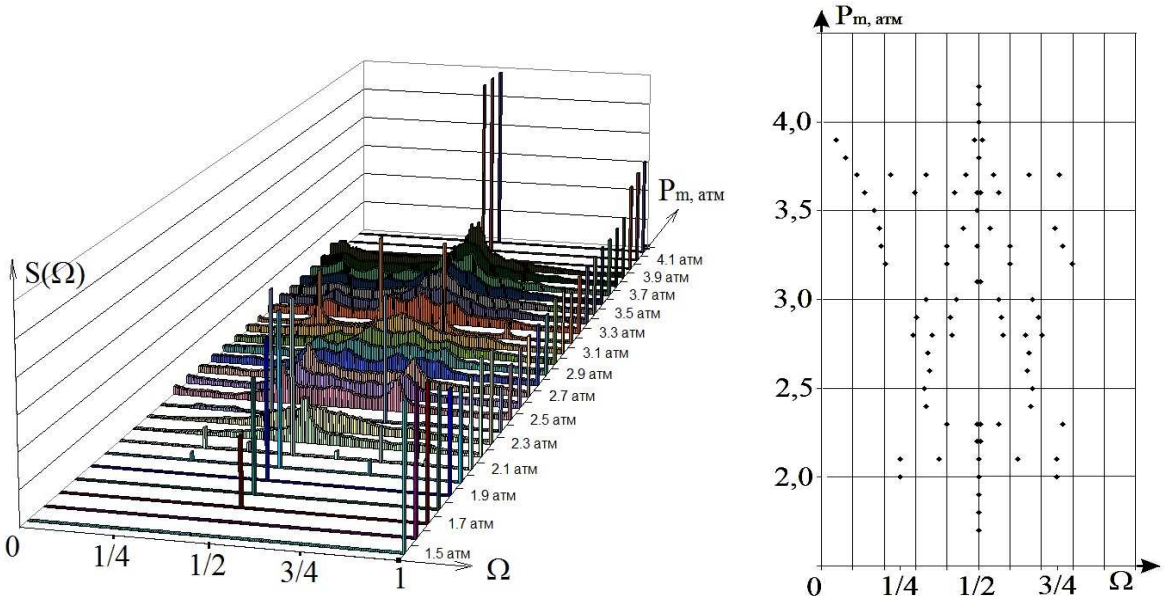


Рис. 12. Спектры пульсаций газового пузырька при амплитудах волны накачки от 1,5 до 4,2 атм, на частоте $\omega_0 = 0{,}98\omega_{рез}$. Справа – картина максимумов этих спектров, расположенных ниже основной гармоники.

На других частотах переход от хаоса к периодическим колебаниям происходит похожим образом (см. рис. 12 и 13). Широкие линии (горбы) сходятся, расходятся, но когда при сближении двух максимумов пропадает минимум между ними, широкие линии сливаются, образуется дискретная линия, а спектр становится линейчатым.

Для наблюдения за движением широких линий на рис. 12 и 13, справа, приведён вид сверху на трёхмерные спектры. Максимумы спектральной плотности помечены точками. Эволюция спектров при частоте акустической волны 0.98 от линейного резонанса довольно сложная, движения максимумов загадочны, но хаос заканчивается тем же слиянием широких линий.

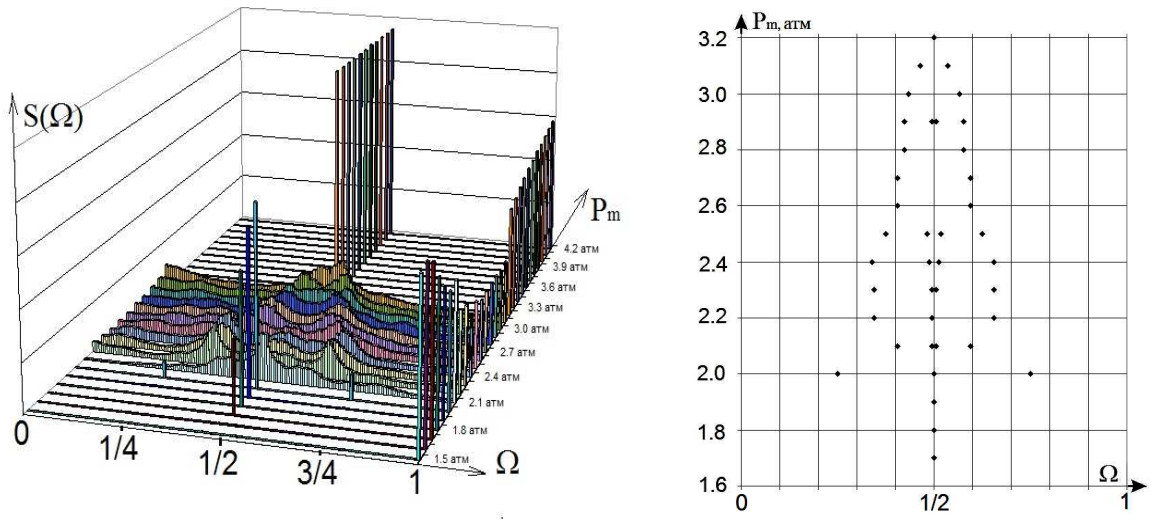


Рис. 13 Спектры пульсаций газового пузырька при амплитудах волны накачки от 1,5 до 4,2 атм, на частоте $\omega_0 = 0{,}9\omega_{рез}$ *. Справа – картина максимумов этих спектров, расположенных ниже основной гармоники.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахатов И.Ш., Вахитова Н.К., Топольников А.С. Динамика пузырька в жидкости при воздействии лазерного импульса. ПМТФ, 2002. Т.43, №1, стр.52 - 59.
2. Дружинин Г.А. Влияние теплопередачи на нагрев стенки пульсирующего пузырька и на переход периодических пульсаций в хаотические. Акуст. ж., 2008, №5, с. 740-743.

назад к содержанию

НЕЛИНЕЙНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТРЕХФАЗНЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ

Жилейкин Я.М., Кукаркин А.Б., Пушкина Н.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский вычислительный центр, Москва
E-mail: N.Pushkina@mererand.com

Нелинейное возбуждение акустической волны двумя звуковыми волнами накачки исследуется в трехфазном морском осадке, который состоит из твердого каркаса и жидкой фазы, содержащей воздушные полости (бабблоны). Чтобы избежать образования ударных волн взаимодействие рассматривается в интервале частот, в котором наблюдается значительная дисперсия скорости звука. Получены нелинейные уравнения, описывающие взаимодействие акустических волн в морских осадках, содержащих в жидкой фазе воздушные полости. Получено выражение для амплитуды возбужденной волны и проведено численное исследование ее зависимости от расстояния и от резонансных частот бабблонов.

В докладе нелинейное возбуждение акустической волны двумя звуковыми волнами накачки, распространяющимися в разных направлениях, исследуется в трехфазном морском осадке, то есть в осадке, который содержит воздушные полости в его жидкой фазе. Известно, что нелинейные осцилляции газовых бабблонов приводят к значительному увеличению нелинейных свойств однородных сред [1-4], а также нелинейности морских осадков, содержащих воздушные полости в жидкой фазе [5,6]. В работе [7] нелинейное взаимодействие трех акустических волн рассматривалось в двухфазном морском осадке с однородной жидкой фазой. В настоящей работе нелинейное возбуждение звука в трехфазном морском осадке рассматривается, как и в работе [7], в частотном интервале, где наблюдается значительная дисперсия скорости акустической волны [8-11]. Дисперсия скорости звука препятствует образованию ударной волны, что делает возможным наблюдение трехволнового взаимодействия в более ясной форме.

Наша задача состоит в нахождении амплитуды акустической волны $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$, возбужденной звуковыми волнами накачки $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ и $(\omega_2, \mathbf{k}_2)$ за счет нелинейных колебаний воздушных полостей. Частоты и волновые векторы взаимодействующих волн удовлетворяют законам сохранения энергии-импульса

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \qquad \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3.$$

При решении задачи мы основываемся на известной модели Био, представленной в работе [12] в ясной форме уравнений непрерывности и сохранения импульса для жидкой и твердой фаз

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \rho_{0m}\frac{\partial v}{\partial x} = 0, \qquad \rho_{0m}\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}, \\ &\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \rho_{0s}\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \qquad (1-m)\rho_{0s}\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - (1-m)\frac{\partial p}{\partial x}. \end{aligned} \tag{1}$$

В этих уравнениях мы можем для простоты ограничиться одномерным случаем, так как углы между тремя волнами достаточно малы. Действительно, численные оценки [7] показывают, что для используемой в данном случае экспериментальной ситуации углы между направлениями распространения соответственно волн $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ и $(\omega_2, \mathbf{k}_2)$ и направлением распространения волны $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$ (пусть это будет ось *x*) равны приблизительно $\theta_1 \approx 25^\circ$ и $\theta_2 \approx 18^\circ$.

В уравнениях (1) опущены нелинейные гидродинамические слагаемые, поскольку, как было отмечено выше, нелинейные процессы определяются, главным образом, нелинейными осцилляциями воздушных полостей, содержащихся в жидкой фазе осадка. В уравнениях (1) ρ_m - средняя плотность смеси воды и воздуха бабблонов;

ρ_s - плотность твердого каркаса (в уравнениях индекс "0" относится к равновесным значениям); v и u - скорости жидкой и твердой компонент осадка; p – давление в воде; m – пористость осадка; σ_{xx} - эффективные напряжения в пористой среде (см. работу [12]),

$$\sigma_{xx} = -(k + 4/3\mu)\frac{\partial \rho_s}{\rho_{0s}} + \frac{k}{k_s} p,$$

k и μ – объемный модуль и модуль сдвига пористой среды.

Дальнейшие вычисления, выполненные одним из авторов доклада в работе [13], приводят к уравнениям

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{m}{\rho_{0f} G}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{v}{\rho_{0s} G}\frac{\partial^2 \rho_s}{\partial t^2} = \frac{mn}{G}\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \\ &\frac{\partial^2 \rho_s}{\partial t^2}(1-m) - \frac{k + 4/3\mu}{\rho_{0s}}\frac{\partial^2 \rho_s}{\partial x^2} - v\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \end{aligned} \qquad (2)$$

Здесь n – концентрация воздушных полостей, V – объем полости. Уравнения (2) должны быть дополнены уравнением для отдельной газовой полости [3]

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V + f\dot{V} - \alpha V^2 - \beta(2\ddot{V}V + V^2) = \varepsilon p, \qquad (3)$$

где ω_0 - резонансная частота бабблона. Коэффициенты в уравнении (3) выражаются через равновесный объем полости V_0, его радиус R_0 и показатель адиабаты γ:

$$\alpha = \omega_0^2(1+\gamma)/2V_0; \qquad \beta = 1/6V_0; \qquad \varepsilon = 4\pi R_0/\rho_{0f}; \qquad f = \delta\omega_0,$$

δ - безразмерный коэффициент поглощения колебаний воздушных полостей.

Как было отмечено выше, для того, чтобы трехволновое взаимодействие наблюдалось наиболее отчетливо, следует использовать диапазон частот со значительной дисперсией скорости звука. Как и в работе [7], будут использованы экспериментальные данные публикации [8], которые приведены на Рис. 2 в статье [11]. Используя эти данные, выберем частоты волн, равные $\omega_1 = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^3\, c^{-1}, \omega_2 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^3\, c^{-1}$, для которых суммарная частота равна $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^3\, c^{-1}$

Будем искать решение уравнений (2), (3) в форме

$$p_i = 1/2[P_i e^{i(k_i x - \omega_i t)} + k.c.], \qquad V_i = 1/2[V_i e^{i(k_i x - \omega_i t)} + k.c.], \qquad i = 1,2,3,$$

где P_i, V_i - амплитуды, медленно меняющиеся с расстоянием.

Единственный нелинейный член в уравнениях (2), который обеспечивает нелинейное взаимодействие, - это последний член первого уравнения. На самом деле это слагаемое есть сумма линейной части V_l и нелинейной части V_n. Нелинейная часть V_n, ответственная за нелинейное возбуждение волны p_3 волнами p_1, p_2, может быть получена из уравнения (3) в виде

$$V^n = \frac{[\alpha - \beta(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_1\omega_2)]\varepsilon^2 p_1 p_2}{(-\omega_3^2 + \omega_0^2 - if\omega_3)(\omega_1^2 - \omega_0^2 + if\omega_1)(\omega_2^2 - \omega_0^2 + if\omega_2)} \qquad (4)$$

При решении уравнения (2) используем так называемое приближение заданного поля, то есть мы пренебрегаем изменениями амплитуд P_1, P_2 вследствие нелинейности и считаем, что их изменения связаны только с линейными осцилляциями полостей, приводящими к дисперсии в среде. Используя соотношение (4), получаем решение уравнения (2) для амплитуд P_1, P_2, P_3, которые предполагаются медленно меняющимися на расстоянии порядка длины волны

$$\frac{\partial P_1}{\partial x} = ib_1 P_1, \qquad \frac{\partial P_2}{\partial x} = ib_2 P_2, \qquad \frac{\partial P_3}{\partial x} = ib_3 P_3 - iaP_1 P_2. \qquad (5)$$

В уравнениях (5) использованы следующие обозначения:

$$b_j = (\rho_f nV\omega_j cK / 2\gamma P_0 L)(1-\omega_j^2/\omega_0^2 - i\delta_j\omega_j^2/\omega_0^2)^{-1}, \qquad j = 1,2,3,$$

где

$$K = 1-m-\frac{k+(4/3)\mu}{\rho_s c^2}, \qquad L = K - \frac{\nu^2}{m}\frac{\rho_f}{\rho_s}\left[\frac{k+(4/3)\mu}{\rho_s c^2}K^{-1}+1\right], \qquad \nu = 1-m-k/k_s,$$

P_0 - равновесное давление в жидкой фракции осадка, которое связано с другими равновесными параметрами воздушной полости формулой $\omega_0^2 = 3\gamma P_0/\rho_0 R_0^2$.
Величина *a* в последнем из уравнений (5) есть вершина нелинейного взаимодействия, равная

$$a = \frac{\rho_f nV\omega_3 cK[1+\gamma-(1/3\omega_0^2)(\omega_1^2+\omega_2^2+\omega_1\omega_2)]}{4\gamma^2 P_0^2 L(1-\omega_1^2/\omega_0^2 - i\delta_1\omega_1^2/\omega_0^2)(1-\omega_2^2/\omega_0^2 - i\delta_2\omega_2^2/\omega_0^2)(1-\omega_3^2/\omega_0^2 - i\delta_3\omega_3^2/\omega_0^2)}$$

Как видно из уравнений (5), мнимые части величин b_j определяют диссипацию акустических волн. Эта диссипация связана с потерями энергии вследствие колебаний бабблонов, и эти потери заметно растут, когда резонансная частота бабблонов ω_0 приближается к одной из частот взаимодействующих волн. Численные оценки показывают, что в частотном диапазоне, где ω_0 или значительно больше или, наоборот, значительно меньше частот взаимодействующих волн, поглощение волн, вызванное осцилляциями бабблонов, заметно ниже, чем акустическое поглощение гидродинамической природы, которое не присутствует в уравнениях (5). Но это поглощение должно быть принято во внимание для оценки реального возможного расстояния взаимодействия волн. Это расстояние не может превышать длин поглощения волн ($\omega_1, \mathbf{k}_1$), ($\omega_2, \mathbf{k}_2$). Амплитудный коэффициент поглощения этих волн равен соответственно $\alpha_1 \approx 0.8\cdot 10^{-3}\,см^{-1}$ и $\alpha_2 \approx 3\cdot 10^{-3}\,см^{-1}$ (см. статью [11]). Это соответствует приблизительно расстояниям взаимодействия ~1250 *см* и ~330 *см*, и таким образом, расстояние взаимодействии волн не может превышать ~330 *см*.

Если при x=0 амплитуда P_0 возбуждаемой волны на уровне флуктуаций, то есть практически равна нулю, решение уравнений (5) может быть представлено в виде

$$|P_3|^2 = \omega_3^2\,|P_1|^2|P_2|^2\,E(x)\left[1+\gamma-(1/3\omega_0^2)(\omega_1^2+\omega_2^2+\omega_1\omega_2)\right]\left(4\gamma^2P_0^2D\right)^{-1}, \qquad (6)$$

где $E(x) = e^{2\,\mathrm{Im}\,b_3 x} + e^{2\,\mathrm{Im}(b_1+b_2)x} - 2e^{2\,\mathrm{Im}(b_1+b_2+b_3)x}\cos[\mathrm{Re}(b_1+b_2-b_3)x]$,

$$D = \omega_1^2\Theta_2\Theta_3 + \omega_2^2\Theta_1\Theta_3 + \omega_3^2\Theta_1\Theta_2 + 2\omega_1\omega_2\Theta_3\Phi_{1,2} - 2\omega_1\omega_3\Theta_2\Phi_{1,3} - 2\omega_2\omega_3\Theta_1\Phi_{2,3}. \qquad (7)$$

В формуле (7) введены следующие обозначения:

$$\Theta_j = \alpha_j^2 + \beta_j^2, \qquad \Phi_{j,k} = \alpha_j\alpha_k + \beta_j\beta_k, \qquad j,k = 1,2,3,$$

$$\alpha_j = 1-\omega_j^2/\omega_0^2, \qquad \beta_j = \delta_j\omega_j^2/\omega_0^2.$$

Проанализируем полученную амплитуду возбужденной волны, а именно, ее зависимость от расстояния при различных резонансных частотах воздушных полостей и от резонансной частоты полости при фиксированном расстоянии. Для проведения этого анализа и для численных оценок используем следующие значения величин [8, 11, 14]:

$$P_0 \approx 3\times 10^6\,дин/см^2, \quad P_1 = P_2 \approx 10^5\,дин/см^2, \quad \gamma = 1.4, \quad nV = 10^{-5},$$
$$\omega_1 = 4\pi\times 10^3\,c^{-1}, \quad \omega_2 = 6\pi\times 10^3\,c^{-1}, \quad \omega_3 = 10\pi\times 10^3\,c^{-1}, \quad \delta_j \approx 10^{-5},$$
$$\rho_f = 1\ г/см^3, \quad \rho_s = 2.65\ г/см^3, \quad m = 0.4, \quad c = 1.7\times 10^5\,см/с,$$
$$k = 10^9\,дин/см^2, \quad \mu = 5\times 10^8\,дин/см^2, \quad k_s = 3.6\times 10^{11}\,дин/см^2.$$

Поскольку полученная формула (6) имеет достаточно сложный вид, в данной работе проведено численное моделирование поведения амплитуды звуковой волны

$|P_3|$ для различных резонансных частот полостей и для различных расстояний. Результаты численного анализа показывают следующее. Если резонансная частота бабблонов меньше частот акустических волн, амплитуда $|P_3|$ на несколько порядков меньше амплитуд возбуждающих волн на любом расстоянии. Она также остается малой для частоты ω_0 вблизи частот взаимодействующих волн, немного увеличиваясь при приближении ω_0 к ω_3. В этом диапазоне частот есть небольшие флуктуации величины амплитуды $|P_3|$, и она уменьшается с расстоянием из-за потерь, связанных с колебаниями полостей. Только для частоты ω_0, превышающей максимальную акустическую частоту ω_3, амплитуда возбужденной волны устойчиво растет с увеличением собственной частоты полости ω_0 и достигает измеримых значений порядка десятых долей амплитуд возбуждающих волн на расстоянии длины взаимодействия. Таким образом, можно сказать, что только колебания воздушных полостей с высокими резонансными частотами могут заметно повлиять на нелинейное акустическое взаимодействие.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Об одной возможности усиления акустических волн// Акуст. ж. ─ 1967. ─ Т. 13. ─ № 2. ─ С. 296-298.
2. Welsby V.G. and Safar M.H. Acoustic non-linearity due to microbubbles in water// Acustica. ─ 1969/70. ─ V. 22. ─ P. 177.
3. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Нелинейное распространение волн в жидкости с равномерно распределенными воздушными пузырьками// Акуст. ж. ─ 1973. ─ Т. 19. ─ № 5. ─ С. 690-694.
4. Junru Wu and Zhemin Zhu. Measurements of the effective nonlinearity parameter B/A of water containing trapped cylindrical bubbles// J. Acoust. Soc. Am. ─ 1991. ─ V. 89. ─ N 6. ─ P. 2634-2639.
5. Донской Д.М., Сутин А.М. Нелинейное рассеяние и распространение продольных акустических волн в пористых средах// Акуст. ж. ─1984. ─ Т. 30. ─ № 5. ─ С. 605-611.
6. Boyle F.A. and Chotiros N.P. Nonlinear acoustic scattering from a gassy poroelastic seabed// J. Acoust. Soc. Am. ─ 1998. ─ V. 103. ─ N 5. ─ P. 1328-1336.
7. Pushkina N.I. Nonlinear three-wave interaction in marine sediments// Phys. Wave Phen. ─ 2012 ─ V. 20 ─ N 3. ─ P. 204-207; Proceedings of the International symposium on Elastic Wave Effect on Fluid in Porous Media, Moscow. ─ 2012. ─ p. 60-63.
8. Turgut A. and Yamamoto T. Measurements of acoustic wave velocities and attenuation in marine sediments// J. Acoust. Soc. Am. ─ 1990. ─ V. 87. ─ N 6. ─ P. 2376-2383.
9. Stoll R.D. Velocity dispersion in water-saturated granular sediment// J. Acoust. Soc. Am. ─ 2002. ─ V. 111. ─ N 2. ─ P. 785-793.
10. Chotiros N.P. and Isakson M.J. A broadband model of sandy ocean sediments: Biot-Stoll with contact squirt flow and shear drag// J. Acoust. Soc. Am. ─ 2004. ─ V. 116. ─ N 4. ─ P. 2011-2022.
11. Buchanan J.L. A comparison of broadband models for sand sediments// J. Acoust. Soc. Am. ─ 2006. ─ V. 120. ─ N 6. ─ P. 3584-3598.
12. Быков В.Г., Николаевский В.Н. Нелинейные геоакустические волны в морских осадках// Акуст. ж. ─ 1990. ─ Т. 36. ─ № 4. ─ С. 606-610.
13. Пушкина Н.И. Нелинейное комбинационное акустическое рассеяние в трехфазных морских осадках// Акуст. ж. ─ 2001. ─ Т. 47. ─ № 2. ─ С. 259-263.
14. Medwin H. Counting bubbles acoustically: a review// Ultrasonics ─ 1977. ─ V. 15. ─ N 1. ─ P. 7-13.

назад к содержанию

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА-ЦЕНДЕРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ «НОЖКИ» МАХА ПРИ ОТРАЖЕНИИ УДАРНОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ЖЕСТКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Карзова М.М.[1),2)], Юлдашев П.В.[1)], Хохлова В.А.[1)], Оливье С.[2)], Блан-бенон Ф.[2)]

[1)] Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва
[2)] Высшая инженерная школа г. Лиона, Франция

E-mail: masha@acs366.phys.msu.ru

Образование пространственной структуры типа «ножки» Маха - хорошо известное явление, возникающее при взаимодействии двух ударных фронтов и наблюдаемое обычно при отражении сильных ударных волн (акустические числа Маха $M_a > 0.4$) от жесткой поверхности. Возможность наблюдения и описания данного явления в рамках нелинейной акустики, когда акустические числа Маха составляют всего лишь 10^{-3}-10^{-2}, до недавнего времени оставалась неясной. Целью данной работы являлось экспериментальное исследование отражения нелинейной *N*-волны, создаваемой искровым источником в воздухе, от плоской жесткой поверхности. Профиль давления *N*-волны восстанавливался по оптическим измерениям, выполненным с помощью интерферометра Маха-Цендера. В эксперименте наблюдалось нерегулярное отражение; исследована эволюция «ножки» Маха и измерена траектория тройной точки по мере распространения *N*-волны вдоль поверхности.

Исследования явления отражения ударных волн от поверхностей начались с экспериментов Э. Маха в 1878 г. [1]. Проделанные Махом эксперименты свидетельствовали о том, что закон зеркального отражения волн, при котором угол падения равен углу отражения, нарушается в случае сильных ударных волн. Более того в опытах Маха наблюдалась трехволновая структура отражения, когда вместо фронтов падающей и отраженной волн вблизи поверхности формировался один ударный фронт, соединяющий точку пересечения фронтов падающей и отраженной волн с поверхностью (Рис.1). Такой процесс взаимодействия ударных волн получил название нерегулярного отражения, а образовавшийся возле поверхности ударный фронт стал называться «ножкой» Маха, в честь Э. Маха, впервые наблюдавшего это явление. Точка пересечения трех ударных фронтов получила название тройной точки.

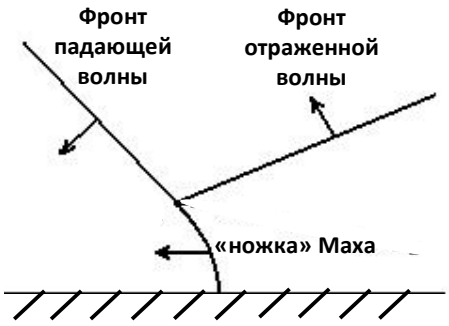


Рис. 1. Пространственная структура ударных фронтов, возникающая при нерегулярном отражении

Теоретическое исследование нерегулярного отражения было начато в 40-х годах прошлого века в работах Дж. фон Неймана [2]. Разработанная фон Нейманом теория трехволнового взаимодействия описывает нерегулярный режим отражения только в случае сильных ударных волн со значениями акустического числа Маха $M_a > 0.47$ [3]. При меньших значениях M_a теория фон Неймана начинает расходиться с

экспериментальными данными, а для слабых ударных волн (значения $M_a < 0.035$) опровергает принципиальную возможность существования нерегулярного режима отражения. В то же время экспериментальные наблюдения подтверждают обратное [4]. Расхождение теории фон Неймана с экспериментальными данными известно как парадокс фон Неймана, который впервые был сформулирован Дж. Биркхофом в 1950 г. [5]. В предпринятых попытках разрешить парадокс фон Неймана предметом исследования являлись плоские ударные волны, имеющие форму ступеньки, а акустические числа Маха M_a составляли не менее 0.03 [3,4,6-8]. Такие волны являются характерными для аэродинамики, но не реалистичными для акустики. Акустические возмущения с ударными фронтами имеют сложную временную структуру (*N*-волны, пилообразные волны и др.) и на порядок меньшие значения чисел Маха M_a. Задача отражения таких разрывных акустических волн от поверхностей до сих пор остается до конца неизученной. Насколько известно авторам, единственный эксперимент, подтверждающий образование «ножки» Маха для разрывных акустических волн, проведен в работе [9] в случае взаимодействия фронтов двух пилообразных волн, распространяющихся в воде. В работе [10] отражение разрывных акустических волн от жесткой поверхности исследовано в численном эксперименте для случаев плоских *N*-волн и пилообразной волны. Целью данной работы является экспериментальное исследование отражения сферически расходящейся *N*–волны, создаваемой искровым источником в воздухе, от плоской жесткой поверхности.

Пространственно-временная структура акустического поля, формирующаяся при отражении нелинейной *N*–волны от жесткой поверхности в воздухе, была измерена экспериментально с помощью интерферометра Маха-Цендера. Схема экспериментальной установки представлена на Рис.2.

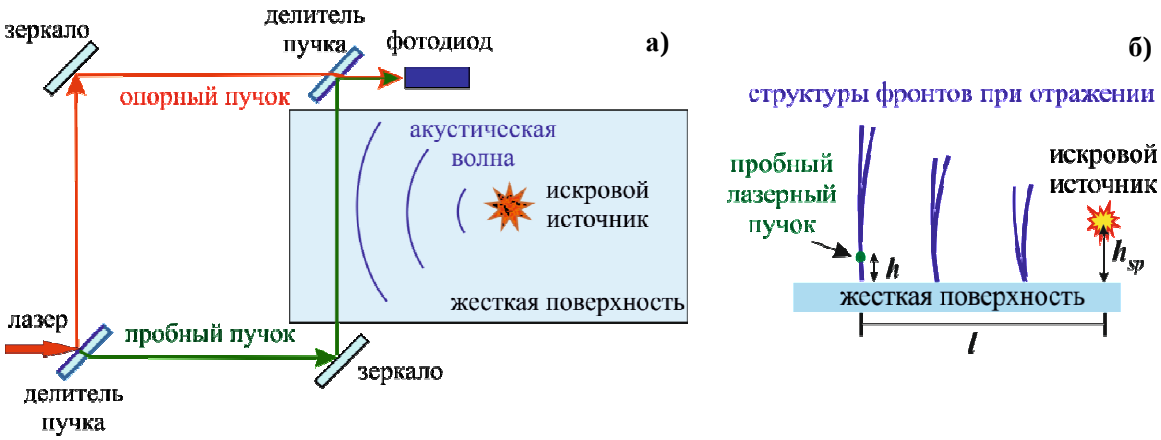


Рис.2. Схема экспериментальной установки с использованием интерферометра Маха-Цендера: а) вид сверху, б) вид сбоку на отражающую поверхность

Сферически расходящаяся *N*–волна создавалась искровым разрядным источником, на электроды которого подавалось напряжение порядка 15 кВ. Зазор между электродами составлял 2 см. Под искровым источником на расстоянии $h_{sp} = 21$ мм помещалась жесткая поверхность. На расстоянии l в горизонтальном направлении от источника проходил пробный лазерный пучок интерферометра, в котором за счет изменения оптического показателя преломления при прохождении акустической волны создавался дополнительный набег фазы φ. Интерферометр состоял из источника непрерывного лазерного излучения (λ = 632 нм He-Ne, 10 мВт), двух делителей пучка и двух зеркал, расположенных под углом 45˚ к пучку; сигнал регистрировался с помощью фотодиода.

Измерения выполнялись следующим образом. В отсутствие акустической волны интерферометр стабилизировался таким образом, что выходной сигнал был

равен сумме интенсивностей опорного и пробного пучков: $I = I_1 + I_2$. При прохождении акустической волны через пробный пучок в него вносится дополнительная фаза φ, и интенсивность света на фотодиоде изменяется согласно формуле:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\varphi. \quad (1)$$

В приближении отсутствия рефракции пробного лазерного пучка и с учетом сферической симметрии задачи оптический набег фазы φ связан с возмущением показателя преломления воздуха n прямым преобразованием Абеля:

$$\varphi(R) = \frac{4\pi}{\lambda}\int_r^\infty \frac{n(r)rdr}{\sqrt{r^2 - R^2}}, \quad (2)$$

где R – расстояние от искрового источника. Восстанавливая фазу из оптического сигнала (1) и применяя обратное преобразование Абеля к выражению (2), восстанавливается возмущение показателя преломления n. Акустическое давление в волне вычисляется при помощи соотношения Глэдстона [11]: $p = nc_0^2 / G$, где c_0 – скорость звука в воздухе и G = 0.000226 м^3/кг - константа Глэдстона при λ = 632 нм. Как показали проведенные авторами измерения N–волны в свободном поле [12], временное разрешение интерферометра составляет 0.4 мкс.

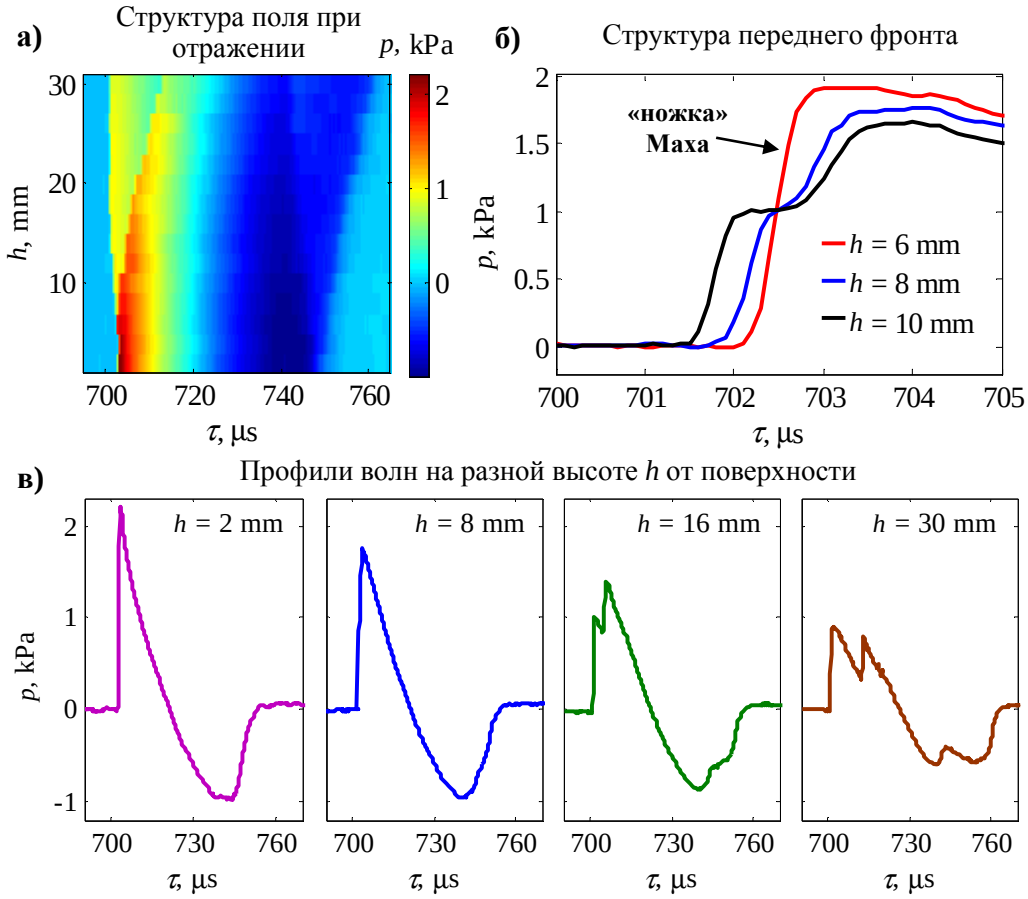


Рис. 3. Пространственно-временные характеристики акустического поля при отражении N-волны от поверхности: а) структура поля, б) структура переднего фронта, в) восстановленные профили N–волны на различной высоте h от поверхности

Восстановленная с помощью интерферометра Маха-Цендера структура поля при отражении представлена на Рис. 3(а) для случая l = 25 см. Данная картина представляет результаты измерений профилей волны на расстояниях h от жесткой поверхности в интервале от 2 мм до 30 мм с шагом 2 мм. Для каждой позиции h измерялись профили

от 150 разрядов искрового источника, из которых впоследствии выбирался один «средний» профиль, то есть профиль со значениями пикового положительного и отрицательного давлений, а также времени прихода волны наиболее близкими к средним значениям, вычисленным по всем искровым разрядам. Уровни давления в волне показаны цветом.

На Рис. 3(а) хорошо видно, что передний фронт *N*–волны отражается от поверхности нерегулярным образом – на расстояниях $h \leq 6$ мм формируется только один фронт – «ножка» Маха, который, начиная с расстояния $h = 8$ мм, расходится на два фронта – падающей и отраженной волн. Структура переднего фронта в окрестности тройной точки изображена на Рис. 3(б), где отчетливо наблюдается процесс разделения «ножки» Маха на два фронта. Нерегулярный характер отражения наблюдался только для переднего фронта *N*–волны; отражение заднего фронта происходило регулярным образом. Это связано с тем, что задний фронт волны является более «размытым» и имеет меньший перепад давлений по сравнению с передним фронтом. На представленных на Рис. 3(в) профилях волн на разной высоте *h* от поверхности в структуре заднего фронта изначально наблюдаются фронты падающей и отраженной волн (профиль при $h = 2$ мм), которые впоследствии быстро расходятся друг от друга.

В работе была также измерена траектория тройной точки по мере распространения «ножки» Маха вдоль поверхности (Рис.4). Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются линейной зависимостью в пределах исследуемых в эксперименте расстояний *l*. Минимально доступное для измерения расстояние *h* от поверхности составляло 2 мм, однако линейная интерполяция данной зависимости в сторону уменьшения длины «ножки» Маха предсказывает, что регулярный режим отражения переходит в нерегулярный при $l = 8$ см. Стоит отметить, что результаты численного моделирования, проведенного в работе [10], предсказывают нелинейный характер (сначала нелинейный рост, потом спад) изменения длины «ножки» Маха по мере её распространения вдоль поверхности в случае плоской идеальной *N*–волны. Является ли полученная в данной работе линейная зависимость следствием сферичности распространения волны и её более быстрым затуханием по сравнению с исследуемой в [10] плоской волной или же полученная в данном эксперименте траектория тройной точки является начальным участком более сложной нелинейной зависимости – вопрос дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ № 14.124.13.5895-МК, научной школы НШ-283.2014.2 и РФФИ 14-02-31878_мол_а.

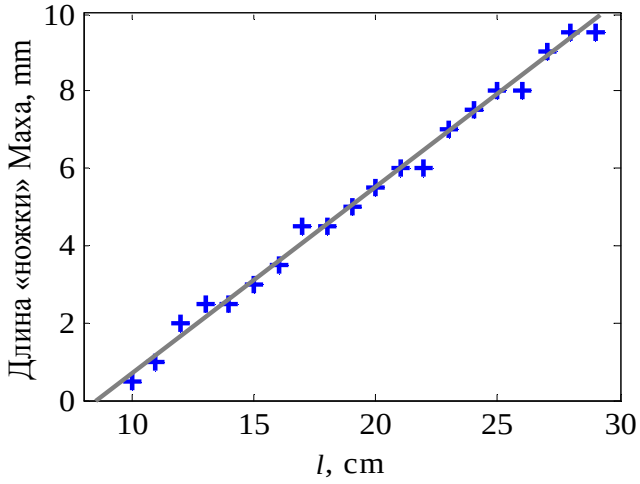


Рис. 4. Траектория тройной точки

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mach, E. Uber den Verlauf von Funkenwellen in der Ebene und im Raume // Sitzungsbr. Akad. Wiss. Wien. — 1878.— №78.— P. 819–838.

2. von Neumann. Oblique reflection of shocks // In John von Neumann Collected Work (ed. A. H. Taub). — 1963. Vol. 6 — P. 238–299.
3. P. Colella, L.F.Henderson. The von Neumann paradox for the diffraction of weak shock waves // J. Fluid Mech. — 1990. Vol. 213. — P. 71-94.
4. B.Skews, J.Ashworth. The physical nature of weak shock wave reflection // J. Fluid Mech. — 2005. Vol. 542. — P. 105-114.
5. G. Birkhoff. Hydrodynamics. A Study in Logic. Fact and Similitude // Princeton University Press — 1950.
6. Brio, Hunter. Mach reflection for the two-dimensional Burgers equation // Physica D — 1992.
7. A.R. Zakharian, M. Brio, J. K. Hunter, G. M. Webb. The von Neumann paradox in weak shock reflection // J. Fluid Mech. — 2000. Vol. 422.— P. 193–205.
8. E. Vasil'ev, A. Kraiko. Numerical simulation of weak shock diffraction over a wedge under the von Neumann paradox conditions // Comput. Maths. Math. Phys. — 1999. Vol. 39.— P. 1335–1345.
9. R.Marchiano, F.Coulouvrat, S. Baskar. Experimental evidence of deviation from mirror reflection for acoustical shock waves// Physical review — 2007.— E 76. — P. 056602.
10. S. Baskar, F. Coulouvrat, R. Marchiano. Nonlinear reflection of grazing acoustic shock waves: unsteady transition from von Neumann to Mach to Snell-Descartes reflections // Cambridge University Press — 2007. —. P. 27-55.
11. W. Merzkirch //Academic Press, New York and London — 1974.
12. Yuldashev P.V., Karzova M.M., Blanc-Benon Ph, Ollivier S., Khokhlova V.A. Application of Mach-Zehnder interferometer to characterize spark-generated spherical *N*-waves in air. // Journal of the Acoustical Society of America (166th meeting of the Acoustical Society of America) — 2013. Vol. 134. — P. 3981.

назад к содержанию

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ – ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ПИКОВЫХ УСКОРЕНИЙ (> 1 G), РЕГИСТРИРУЕМЫХ ПРИ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ

Павленко О.В.

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва

E-mail: olga@ifz.ru

В последние десятилетия мировая база данных сильных движений быстро растет, и все чаще сообщается о зарегистрированных аномально высоких ускорениях, превышающих 1 g. Подобные случаи анализируются, и в качестве возможных причин аномально высоких ускорений называют помехи записи (колебания постамента, падения предметов на акселерометр), наложившиеся на запись слабые землетрясения, оползни и т.п. Однако при землетрясении Тохоку (Япония, 11.03.2011, Mw=9.0) 19 станций сильных движений Японии зарегистрировали ускорения выше 1 g, максимальное ~3 g. Акселерограммы имеют вид импульсных сигналов с резким возрастанием ускорений в одной или двух группах волн (что связано со строением очага землетрясения).

Построены модели поведения грунта при землетрясении Тохоку на ~50 станциях (вертикальных группах) Kik-Net, зарегистрировавших наиболее высокие ускорения. При землетрясении Тохоку наблюдалось «атипичное» поведение грунта: вместо существенно нелинейного поведения, с падением (с началом сильных движений) и восстановления (по окончании сильных движений) модулей сдвига, как ранее было найдено при землетрясениях 1995-2000 гг. с Mw=6.7-7.3, при землетрясении Тохоку модули сдвига резко возрастали и показывали упрочнение грунта в моменты наибольшей интенсивности сильных движений; после этого модули сдвига снижались. Такое поведение наблюдалось на многих станциях Kik-Net с самыми разными грунтовыми условиями. На станциях с мягкими грунтами снижение модулей сдвига сопровождалось понижением основной частоты сильных движений. Мощные слои грунта были захвачены колебаниями, до глубин установки нижних акселерометров вертикальных групп (до 500-1300 м).

С учетом всех наблюдаемых особенностей, наиболее вероятным физическим механизмом наблюдаемого «нетипичного» поведения грунта (волны сжатия) и зарегистрированных высоких пиковых ускорений являются преобразованные (ослабленные на некотором расстоянии от очага) ударные волны, излученные двумя областями максимальных разрывов разломной плоскости очага землетрясения.

С появлением цифровой регистрации землетрясений в последние годы появляются сообщения о зарегистрированных аномально высоких ускорениях при землетрясениях, иногда превышающих 1 g. Такие случаи всегда специально анализируются, и в качестве возможных причин высоких ускорений обычно рассматривают помехи при записи (колебания постамента прибора, падения предметов на акселерометр), наложившееся на запись близкое слабое землетрясение, оползень на склоне холма (если станция установлена на склоне), вызванный землетрясением, и другие подобные причины. Однако при землетрясении Тохоку (Япония, 11.03.2011, M_w=9.0) 19 станций сетей сильных движений K-Net и Kik-Net надежно зарегистрировали ускорения выше 1 g, и объяснить эти высокие ускорения случайными совпадениями уже невозможно. Во всех случаях акселерограммы имели вид импульсных сигналов с резким возрастанием ускорений в одной или двух группах волн – на всех трех компонентах – горизонтальных и вертикальной (Рис. 1). Каков механизм возникновения этих высоких ускорений? Являются ли они локальным эффектом, откликом грунта?

Прогресс в изучении сильных землетрясений, влияния эффектов очага, среды и локальных эффектов на параметры колебаний на поверхности, в понимании нелинейного поведения грунта при сильных землетрясениях связан в первую очередь с развитием сетей сильных движений, таких как Kik-Net, K-Net и других, которые позволяют собирать и накапливать записи сильных движений. Особенно ценны записи вертикальных сейсмических групп (Kik-Net), которые позволяют изучать нелинейное поведение грунтов, моделируя сильные движения шаг за шагом, в небольших временных интервалах (начиная с интервалов ~1,5-2 с), получая при этом вертикальные

распределения напряжений и деформаций, возбужденных в грунтовых слоях при сильных движениях. Поведение грунта в ближней очаговой зоне при наиболее сильных землетрясениях повледних лет 1995 г. в Кобе и 2000 г. в Тоттори характеризовалось сильной нелинейностью; установлено изменение реологических свойств грунта при сильных движениях - снижение модулей сдвига с началом сильных движениях и их восстановление по окончании сильных движений. В целом нелинейность поведения грунта приводила к заметному снижению пиковых ускорений на поверхности (из-за нелинейного поглощения), однако при наличии грунтовых вод в приповерхностных песчаных рыхлых грунтах наблюдалось также и возрастание пиковых ускорений из-за жесткого характера нелинейности связи напряжений и деформаций: начиная с определенного уровня деформаций, напряжения начинали быстро возрастать (Pavlenko, Irikura, 2002, 2006).

Уникальные записи сильнейшего землетрясени Тохоку (M_w=9), полученные вертикальными станциями сети Kik-Net, помогают нам понять механизмы возникновения пиковых ускорений, превышающих 1 g. По записям вертикальных групп Kik-Net изучено поведение грунта в верхних 100-300 м (до глубин установки заглубленных акселерометров) при землетрясении Тохоку. Для ~50-ти станций сети Kik-Net, зарегистрировавших максимальные пиковые ускорения, построены модели поведения грунта – вертикальные распределения напряжений и деформаций в грунтовых слоях. Для прослеживания временных изменений в поведении грунта модели строились в 5-секундных временных интервалах в продолжение сильных движений (всего 32 интервала для каждой записи). Использовался метод, предложенный в работе (Pavlenko, Irikura, 2003) и применявшийся ранее для построения моделей поведения грунта при землетрясениях в Кобе 1995 г. (M=6.7) и в Тоттори 2000 г. (M = 6.6).

В отличие от моделей поведения грунта при землетрясениях прошлых лет, где было получено снижение модулей сдвига при сильных движениях (модули сдвига восстанавливались сразу же по окончании сильных движений, кроме случаев разжижения грунта), при землетрясении Тохоку, модули сдвига возрастали и достигали максимумов в моменты максимальной интенсивности сильных движений. С снижением интенсивности сильных движений модули сдвига также снижались.

На некоторых станциях зарегистрированные при землетрясении Тохоку пиковые ускорения были настолько велики, что не согласовались с принятой для Японии эмпирической зависимостью затухания (Si and Midorikawa, 1999).

В целом результаты обработки записей замлетрясения Тохоку на станциях Кик-нет показывают, что:

1. На большинстве станций, где зарегистрированы наибольшие ускорения, наблюдается «нетипичное» поведение грунта – при сильных движениях вместо снижения модулей сдвига наблюдается их заметное возрастание, т.е. возрастание жесткости грунта в моменты наиболее высокой интенсивности сигнала. Модули сдвига снижаются со снижением интенсивности сейсмического сигнала (Рис. 1). Такое поведение грунта наблюдается на множестве станций с совершенно различными грунтовыми условиями.

2. На станциях с мягкими грунтами снижение модулей сдвига при снижении интенсивности сильных движений сопровождалось ступенчатым снижением преобладающей частоты колебаний (Рис. 2).

3. На всех станциях сильными движениями охвачены мощные толщи грунтов, до глубин установки нижнего акселерометра (100, 200 или 300 м).

Таким образом, если сравнить данные о поведении грунтов при сильных землетрясениях последних лет: 1995 г., в Кобе, 2000 г. в Тоттори и 1999 г. в Чи-Чи (Тайвань), можно отметить, что с увеличением магнитуды землетрясения все более глубокие слои грунта оказываются вовлеченными в сильные движения. Степень нелинейности отклика грунта очевидно также должна возрастать с увеличением

магнитуды землетрясения, и, следовательно, должны также возрастать нелинейные потери, вследствие «нелинейного» затухания. Однако при сильных землетрясениях мы время от времени регистрируем очень высокие ускорения, иногда превышающие 1 g.

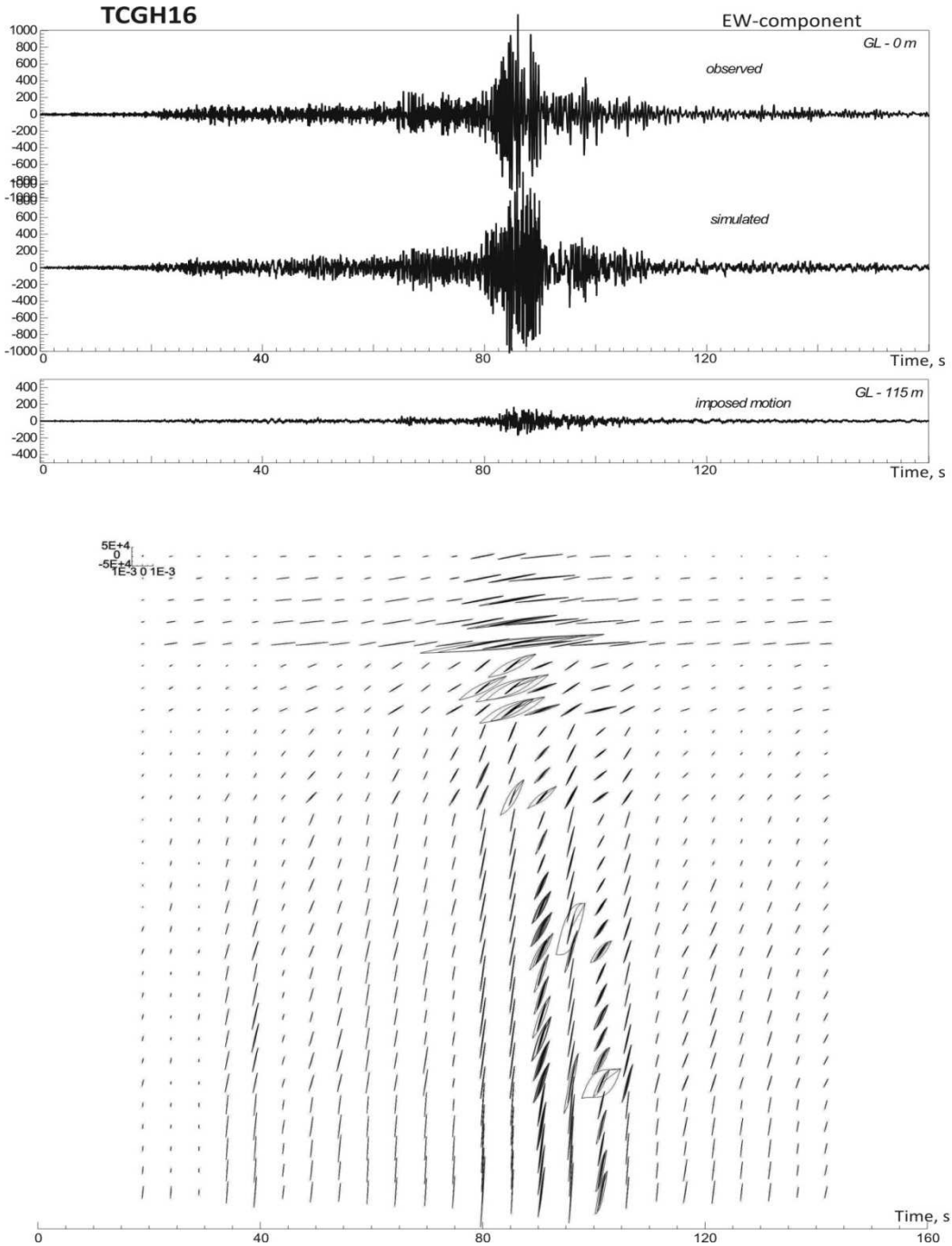


Рис. 1. Акселерограммы землетрясения Тохоку на станции Kik-Net TCGH016: компонента EW, зарегистрированная и рассчитанная, и оцененные нелинейные зависимости напряжение-деформация в грунтовых слоях, изменяющиеся во времени в продолжение сильных движений (напряжения в Па, деформации в отн.ед.)

Очевидно естественным логичным объяснением и физическим механизмом возникновения высоких пиковых ускорений при сильных землетрясениях могли бы быть ударные волны, излучаемые очагом землетрясения. Полученные разными авторами варианты распределения подвижек по разломной плоскости землетрясения Тохоку показывают, что в очаг землетрясения Тохоку содержал 2 основных разрыва, (трещины), первый из которых двигался от эпицентра на север, а второй образовался приблизительно через минуту после первого и двигался на юг. На такой механизм

очага однозначно указывают формы акселерограмм, регистрируемых сейсмостанциями: акселерограммы на «северных» станциях содержат 2 группы волн, а на «южных» станциях – одну группу волн (Рис. 2).

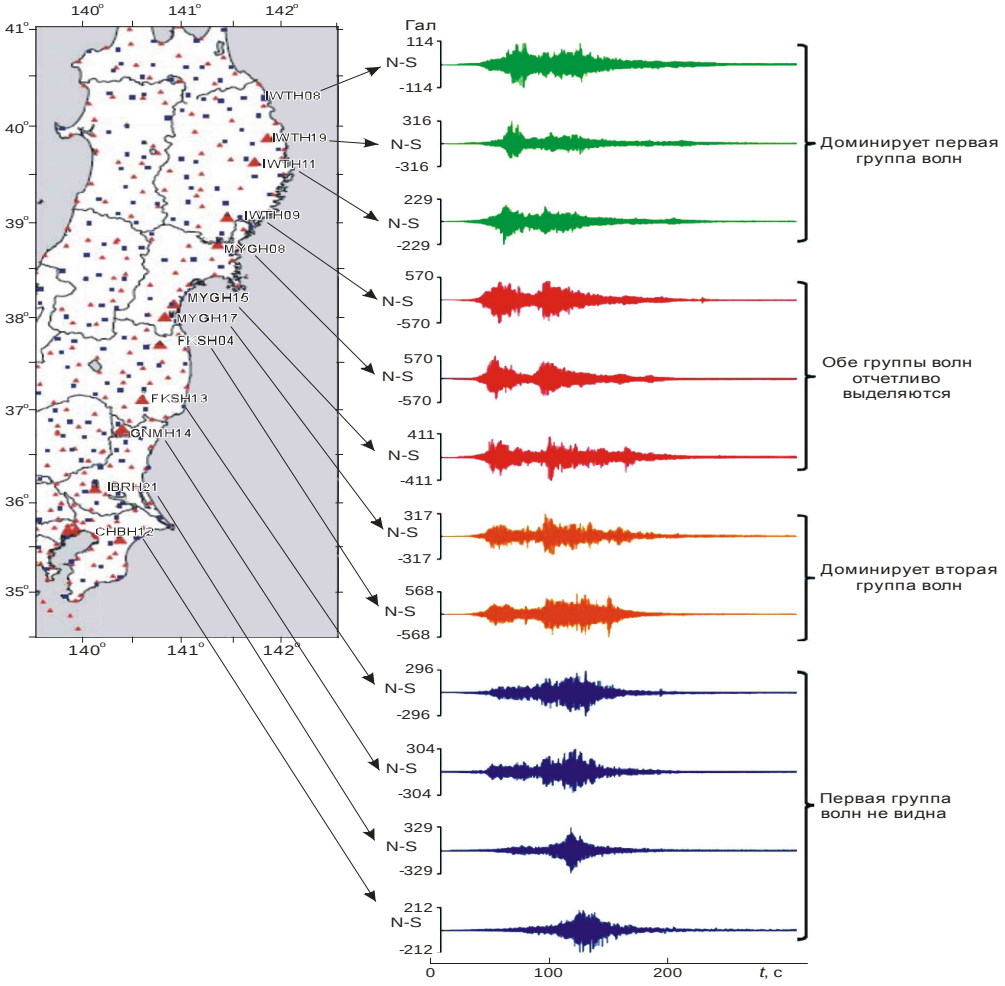


Рис.2. Две группы высокочастотных волн, выделяемые на акселерограммах [NIED, 2011]

Как известно, ударные волны в земле быстро ослабляются и не могут причинить больших разрушений, однако они могли бы вызвать высокие ускорения, подобные зарегистрированным при землетрясении Тохоку. По определению ударная волна - это поверхность разрыва, которая движется внутри среды; при этом такие параметры среды как давление, плотность, температура и скорость на фронте ударной волны испытывают скачок. На подобные изменения параметров среды могут указывать отмечавшиеся выше изменения спектрального состава сейсмических колебаний (Рис. 3): на станциях с мягкими грунтами до момента прихода групп волн наибольшей интенсивности преобладающая частота сейсмических колебаний достаточно высока (4-5 Гц), а сразу же после прохода группы интенсивных волн частота колебаний снижается (до 2-3 Гц), указывая на разрежение среды (Рис. 3).

Анализ записей землетрясения Тохоку, сделанных заглубленными станциями Kik-Net (для минимизации влияния грунтовых условий) показывает эволюцию волновых форм с удалением от очага. Записи на станциях, расположенных к юго-западу и к югу от очага ясно показывают тенденции возрастания интенсивности колебаний при уменьшении их продолжительности; при этом максимальная интенсивность (при минимальной продолжительности колебаний) достигается на станциях, расположенных не вблизи очага, а на удалениях ~300 км от очага (Рис. 4).

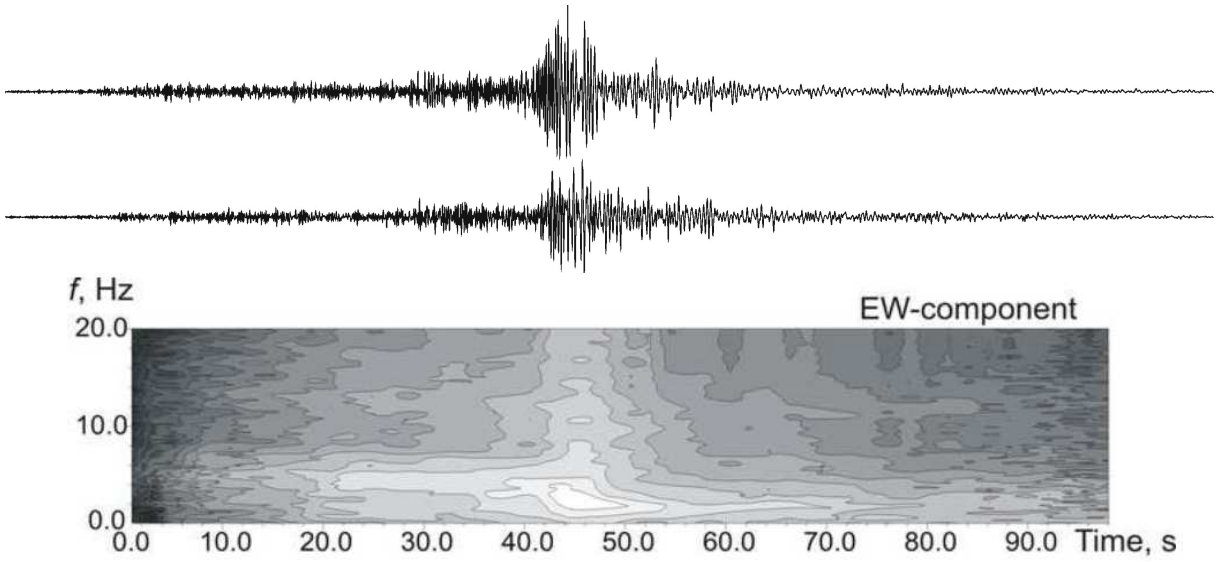


Рис.3. Акселерограммы землетрясения Тохоку на станции TCGH016 (мягкий грунт) на горизонтальных компонентах EW и NS и спектрально-временная диаграмма центральной части записи (~100 с) на EW компоненте

Отмеченные особенности записей землетрясения Тохоку можно объяснить в предположении, что источник колебаний – трещина или разрыв в очаге – распространяется со скоростью, несколько превышающей скорость распространения сейсмических волн к станции. Такие случаи уже известны в сейсмологии.

На станциях, расположенных дальше от очага, направленная на станции составляющая скорости распространения трещины превышает скорость распространения сейсмических волн, т.е. расстояние между концом трещины и станцией уменьшается быстрее, чем распространяются сейсмические волны, и волны, излученные в более поздние моменты времени, придут на станцию раньше, чем волны, излученные в предыдущие моменты. На станцию одновременно приходят волны, излученные трещиной со значительной части ее пути, может образоваться ударная волна.

В то же время, на станциях, расположенных ближе к очагу, расстояние от конца трещины будет уменьшаться не так быстро (оно определяется также и глубиной этого источника, порядка ~50 км). В этом случае излученные источником волны приходит на станцию в обычной последовательности, не происходит их наложения, и ударная волна не образуется.

Таким образом, существенное усиление сейсмических волн, регистрируемое заглубленными приборами станций Kik-Net, происходит очевидно вследствие эффектов источника. Другая возможная причина такого усиления – эффекты среды распространения. Исключить эту причину позволяет анализ строения земной коры и верхней мантии Японии в этом районе. Значимых аномалий, которые могут привести к фокусировке сейсмических лучей и к усилению сейсмических колебаний на этих станциях, в строении коры и верхней мантии не обнаружено. Подобные эффекты не наблюдаются и в афтершоках землетрясения Тохоку, что позволяет однозначно связать наблюдаемые особенности (Рис. 4) с эффектами очага.

Дополнительно сейсмические волны усиливаются в вышележащих грунтовых слоях. Причем здесь имеет место повышенное усиление, связанное с упрочнением грунта, которое показывают зависимости напряжение- деформация, которое также не наблюдается в афтершоках землетрясения.

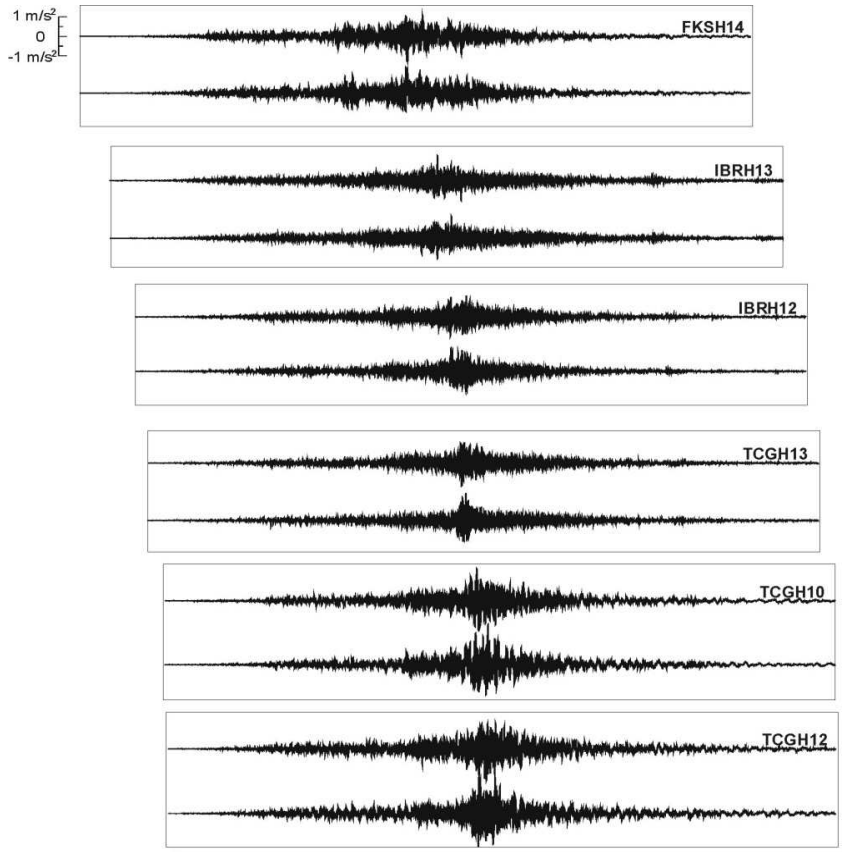


Рис.4. Акселерограммы землетрясения Тохоку на станциях, расположенных с юго-западном направлении от очага, в узком секторе (горизонтальные компоненты EW и NS). Эпицентральные расстояния 205 км, 249 км, 265 км, 282 км, 286 км и 299 км (сверху вниз). Видно уменьшение продолжительности колебаний с расстоянием и резкое увеличение интенсивности на удалениях от очага ~300 км

Таким образом, аномально высокие ускорения, зарегистрированные при землетрясении Тохоку, очевидно являются следствием комбинации эффектов очага и эффектов отклика грунта. Эффекты отклика грунта в данном случае (повышенное усиление вследствие упрочнения грунта) также связаны с ударной волной - волной сжатия. Сжатый грунт ведет себя более линейно, при этом возрастает коэффициент усиления. После прохождения ударной волны наступает разрежение – падение модулей сдвига и снижение основной частоты колебаний, что и наблюдается в мягких грунтах (Рис. 3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. NIED (2011) http://www.bosai.go.jp/e/index.html
2. Pavlenko, O.V., K. Irikura (2002). Changes in shear moduli of liquefied and nonliquefied soils during the 1995 Kobe earthquake and its aftershocks at PI, SGK, and TKS vertical array sites, *Bull. Seism. Soc. Am*. **92** 1952-1969.
3. Pavlenko, O.V., K. Irikura (2003) Estimation of nonlinear time-dependent soil behavior in strong ground motion based on vertical array data, *Pure Appl. Geophys*. **160** 2365–2379.
4. Pavlenko, O.V., K. Irikura (2005). Identification of the nonlinear behavior of liquefied and non-liquefied soils during the 1995 Kobe earthquake. *Geophys. Journ. Internat*. **160** 539-553.
5. Pavlenko, O.V., and K. Irikura (2006). Nonlinear Behavior of Soils revealed from the Records of the 2000, Tottori, Japan, Earthquake at Stations of the Digital Strong-Motion Network Kik-Net. *Bull. Seism. Soc. Am*. **96** 2131-2145.
6. Si, H., S. Midorikawa (1999). Attenuation relations for peak ground acceleration and velocity considering effects of fault type and site condition. *J. Struct. Construct. Eng*. (Transactions of AIJ) **523** 63–70 (in Japanese). назад к содержанию

СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН

Кузнецов В.П.

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва
E-mail: vladkuz@ocean.ru

Излагается новый метод получения точных решений ряда эволюционных уравнений нелинейной акустики в спектральной форме для сред с диссипацией, дисперсией и дифракцией. Решения анализируются для случая гармонического источника. Приведены графики спектральных амплитуд и полевые формы волны, полученные суммированием большого числа гармоник для различных сред и параметров нелинейности.

При описании и решении задач нелинейных волновых процессов, возможно использовать полевые или спектральные методы, выбор которых диктуется как целями исследования так и свойствами среды. Считается [1], что спектральный метод эффективен лишь для сред с дисперсией при взаимодействии ограниченного числа гармоник и поэтому при описании нелинейных волн в средах со слабой и сильной частотной дисперсией используются различные подходы. Однако развитие точных спектральных методов позволяет сблизить возможности этих двух подходов . Формулы точных спектральных решений открывают возможность современными методами простых компьютерных программ суммирования большого числа гармоник, а также воспроизводить форму волны в любых средах и наблюдать эволюционную динамику, например системы солитонов. В данной работе в развитие идей автора в ранних работах [2-8] предлагаются точные методы спектральных решений ряда эволюционных уравнений нелинейной акустики для сред с диссипацией, дисперсией и дифракцией.

Рассмотрим класс всех квадратично-нелинейных эволюционных уравнений, которые могут быть решены точно в спектральном виде. В наиболее общем случае их можно представить в безразмерной форме

$$\frac{\partial u}{\partial z} - u\frac{\partial u}{\partial \tau} = A_0 u + \sum_{n=1}^{4} A_n \frac{\partial^n u}{\partial \tau^n} + \hat{M}\int u d\tau \equiv \hat{L}u, \qquad (1)$$

где введены следующие обозначения: $\hat{L}$ - линейные операторы, не зависящие от x (например, дифференцирование и интегрирование по τ, y), $u(\tau, x, y, z)$ - функция, описывающая некоторую характеристику волны, например плотность, давление или потенциал скорости, нормированная на амплитуду источника сигнала. Переменные и коэффициенты безразмерные во всех уравнениях, а также безразмерно расстояние от источника $z = \alpha\omega_0 x u_0$, измеренное в единицах длин образования разрыва $x_s = \lambda/(2\pi\alpha M)$, $z = x/x_s$, λ - длина волны гармонического источника, $M = u_0/c_0$ - число Маха. Время τ также нормировано на период источника [1,2].

В уравнении (1) A_0 - коэффициент внешнего трения, создающегося при трении колеблющейся среды о неподвижную границу. К этому случаю относится действие стенок на волну в жидкости, заполняющий узкий капилляр, а также распространение звука в пористых материалах и в средах с релаксацией [9-11]. Заметим, что при внешнем трении коэффициент затухания не зависит от частоты, т.е. волна любого вида распространяется в линейной среде без изменения формы. Коэффициенты A_n описывают диссипативные и дисперсионные процессы и относятся к уравнениям Бюргерса и Кортевега-де-Вриза (КдВ), помимо члена четвертого порядка, который описывает эффекты рассеяния волны на мелкомасштабных неоднородностях. Действительно коэффициент ослабления волны в неоднородной среде можно представить в виде $\delta \approx k^2 a\left[1-\exp(-k^2a^2)\right]$ [3,12], где k, a - волновое число и масштаб

неоднородностей. В случае мелкомасштабных неоднородностей $ka \ll 1$ получается релеевская зависимость – коэффициент рассеяния четвертой степени частоты. А для крупномасштабных флуктуаций $ka \gg 1$ коэффициент рассеяния растет пропорционально квадрату частоты, подобно коэффициенту вязкого трения. Таким образом, коэффициенты A_2 и A_4 могут учитывать и эффекты ослабления волны за счет рассеяния. A_2 - обратное акустическое число Рейнольдса – отношение характерных «нелинейной» x_s и «диссипативной» длин. Затем определим оператор $\hat{M}$. В самом простом случае (простом в смысле написания) это может быть постоянный коэффициент низкочастотной дисперсии в среде с резонансной кавитацией, а также в задачах с дифрагирующими пучками [1]. Такое уравнение было получено и решено приближенно в спектральном виде, а также отображена форма волны суммой 50-ти гармоник в работе [8]. Наиболее важным случаем является включение в оператор $\hat{M}$ поперечного лапласиана $\Delta_\perp$, приводящего к уравнению Хохлова-Заболотской (ХЗ). И наконец, для неоднородной среды к оператору $\hat{L}$ можно добавить член с первой производной по времени и коэффициентом, зависящим от термодинамических неоднородностей среды (скорости звука) и компоненты скорости вихревого течения по направлению распространения звуковой волны [3,7,13].

Теперь перейдем к построению конкретных решений. Вначале рассмотрим задачи для сред с диссипацией. Такие задачи описываются следующим уравнением с тремя видами поглощения:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = u\frac{\partial u}{\partial \tau} + A_0 u + A_2 \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + A_4 \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4}, \qquad (2)$$

где: коэффициенты A_n - безразмерные величины отношения характерной нелинейной длины к диссипативным. В спектральном виде эти коэффициенты можно объединить и записать в виде: $A(n) = A_0 - A_2 n^2 + A_4 n^4$, где $n = \omega / \omega_0$ для периодической функции, $A(n)$ - действительная величина в случае с затуханием (в общем случае с дисперсией она будет комплексной).

Основой данного метода является решение уравнения простой волны (ПВ) $\frac{\partial u}{\partial z} - u\frac{\partial u}{\partial \tau} = 0$ в неявном виде $u(z,\tau) = f(\tau + zu)$, ограничительной особенностью которого является неоднозначность при $|zf'| \geq 1$. Физически, в точках неоднозначности возникают разрывы и в волне образуются ударные волны. Математически первые производные по z и τ при этом условии обращаются в бесконечность $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{uf'}{1 - zf'}$, где $u(0,\tau) = f(\tau)$ - профиль волны в источнике, f' - производная. Учитывая принятое нами, граничное условие в виде гармонического источника образование ударной волны будет происходить при $z \geq 1$, т.к. $|f| \leq 1$, а z - действительное число $0 \geq z < \infty$. Заметим, что при отсутствии диссипации и дисперсии расстояние z определяется только величиной нелинейности, в другом случае, характеристики среды введут свои ограничения на рост z.

Будем искать решение уравнения (2) в следующем виде $u(z,\tau) = v(z)p(z,\tau)$ с условием при $z = 0$, $v(0) = 1$, $p(0,\tau) = \sin \omega_0 \tau$. Подставляя и преобразуя, получим

$$\frac{\partial p}{\partial z} - vp\frac{\partial p}{\partial \tau} = A_0 p + A_2 \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + A_4 \frac{\partial^4 p}{\partial \tau^4} - \frac{p}{v}\frac{\partial v}{\partial z} \qquad (3)$$

Чтобы удовлетворить граничным условиям и асимптотикам решения в линейном и нелинейном случаях и определить функцию $v(z)$ нужно положить равенство нулю

отдельно правой и левой частей уравнения (3). Таким образом, получим два уравнения, одно линейное для определения амплитудной функции $v(z)$, а второе нелинейное, которое легко сводится к уравнению (ПВ). Запишем линейное уравнение в спектральной форме и решим его для определения функции $v(z)$:

$\left[\frac{\partial v}{\partial z} + A(n)v\right]\tilde{p} = 0$, где $\tilde{p}$ - спектр функции p, $v(z) = \exp\left[-A(n)z\right]$.

Второе уравнение, заменой переменной z на $s(z) = \int v(z)dz$ или с учетом граничного условия $s(z) = [1 - \exp(-A(n)z]/A(n)$, сводится к уравнению (ПВ) $\frac{\partial p}{\partial s} - p\frac{\partial p}{\partial \tau} = 0$ с новой пространственной переменой $s(z)$.

И окончательно, безразмерный спектр нелинейной периодической волны в диссипативной среде может быть представлен в следующем виде:

$$\tilde{u}(z,n) = \frac{\exp[-A(n)z]}{ins}\int_{-\infty}^{\infty}[\exp(ins\sin\tau) - 1]\exp(-in\tau)d\tau, \qquad (4)$$

или в форме ряда Фурье $u(z,\tau) = 2\sum_{n=1}^{\infty}\exp[-A(n)z]\frac{J_n(ns)}{ns}\sin(n\omega_0\tau), \quad s \le 1$ (5)

где $s(z) = [1 - \exp(-A(n)z)]/A(n)$ $A(n) = A_0 + A_2 n^2 + A_4 n^4$, $n = \omega/\omega_0$, $J_n(ns)$ -- функция Бесселя 1-го рода.

Проанализируем полученное решение. Очевидно, что при $A(n)z \to 0$, $s(z) \to z$, и получаем спектр Бесселя-Фубини для идеальной среды, а при больших значениях $A(n)z \to \infty$, $s(z) \to 1/A(n)$ отсутствует зависимость от z, т.е. $s(z)$ стремится к постоянному значению, которое для уравнения Бюргерса является акустическим числом Рейнольдса $R = 1/A_2$.

Заметим, что нахождение значения функции $s(z)$ для всех эволюционных уравнений (1), является центральным звеном получения точных спектральных решений нелинейной задачи, т.к. функция $v(z)$ есть просто спектральное решение линейного уравнения, а спектр (ПВ) давно известен [2-4]. Впервые такая функция $s(z)$ была получена Р.В. Хохловым для уравнения с коэффициентом «внешнего» трения не зависящем от частоты [10] и была им названа «безразмерным приведенным расстоянием»; мы будем придерживаться этого названия.

Поэтому сначала рассмотрим самый простой случай «внешнего» трения $s_0(z) = [1 - \exp(-A_0 z)]/A_0$. Теперь определим расстояние образования разрыва для этого случая $z'(R_0) = -R_0\ln(1 - 1/R_0)$, где $R_0 = 1/A_0$. В дальнейшем индексы опустим, поскольку все коэффициенты по сути числа Рейнольдса только для разных характерных длин скорости затухания. Влияние вязких сил приводит к тому, что при $R \le 1$ $z' \to \infty$ т.е. разрыв вообще не образуется, а при $R \ge 1$ разрыв образуется не взирая на вязкость и $z' \to 1$. Амплитуды гармоник зависят от расстояния z и от процесса конкуренции нелинейного роста гармоник и вязкого уничтожения их, т.е. от числа R

$$B_n(z,R) = 2\exp(-z/R)\frac{J_n(ns)}{ns}, \quad s(z) = R[1 - \exp(-z/R)], \ \mathrm{s(z)} \le 1 \qquad (6)$$

На Рис.1 приведены зависимости амплитуд $B(n,z)$ 5-ти первых гармоник от расстояния z при R=100 (сплошные линии) и 3-5-ой гармоник при R=10 (пунктирные линии). На следующих двух рисунках приведены различные формы волны в зависимости от числа просуммированных гармоник при сильной и слабой нелинейности от $R = 10000$ до $R = 1$ на расстояниях образования ударной волны $z = 1$ и $z = 1.2$. На Рис. 2 хорошо прослеживается асимптотическое приближение к точному решению с увеличением числа просуммированных гармоник.

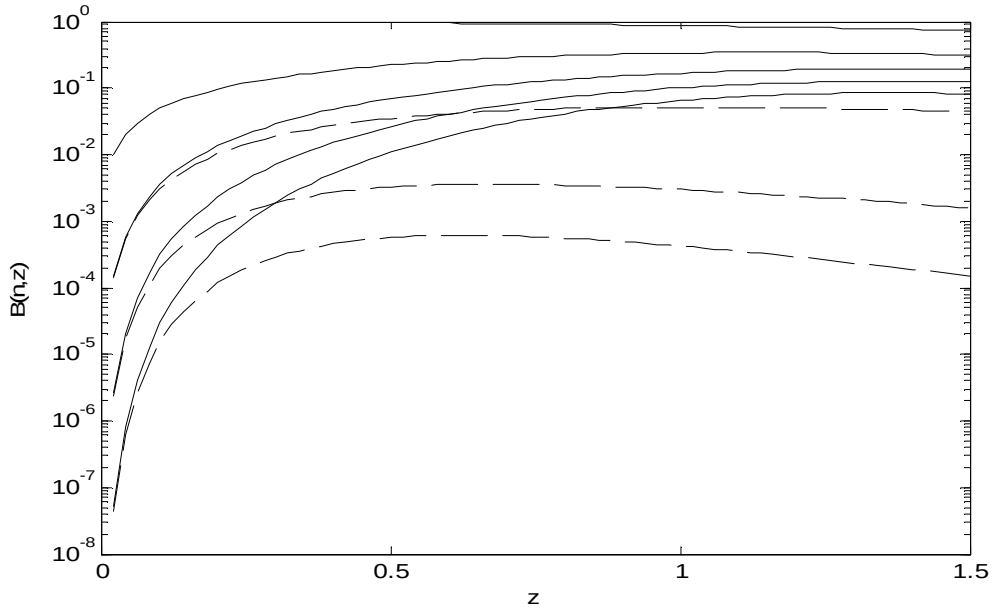


Рис. 1. График зависимости амплитуд B(n,z) 5-ти первых гармоник от расстояния z при R=100 (сплошные линии) и 3-5-ой гармоник при R=10 (пунктирные линии).

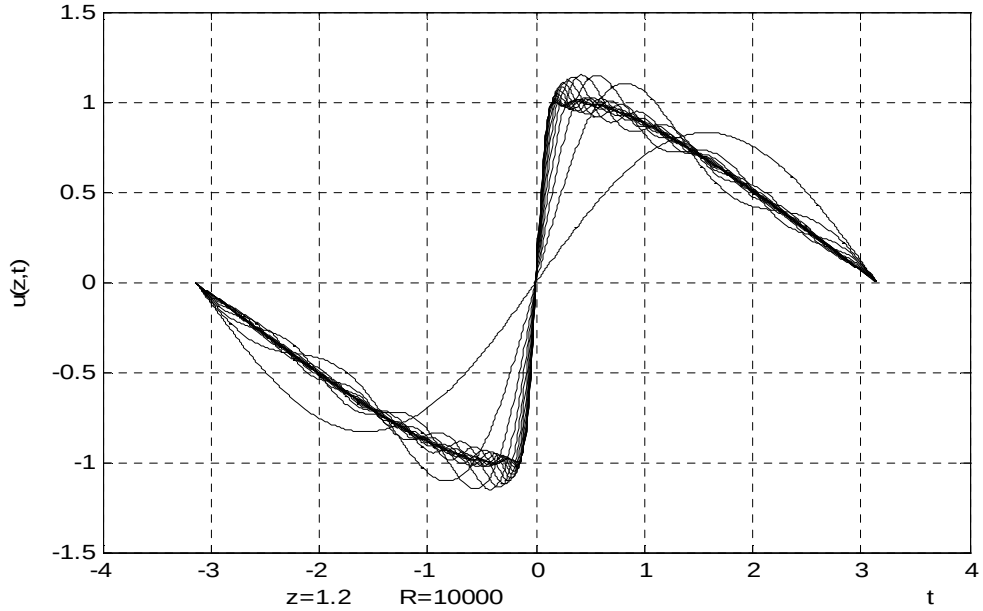


Рис. 2. Форма волны (ансамбль кривых) для расстояния z=1.2 и числа Рейнольдса R=10000, полученные последовательным суммированием n+2 гармоник от n=1 до 30 спектрального решения нелинейного уравнения с внешним трением.

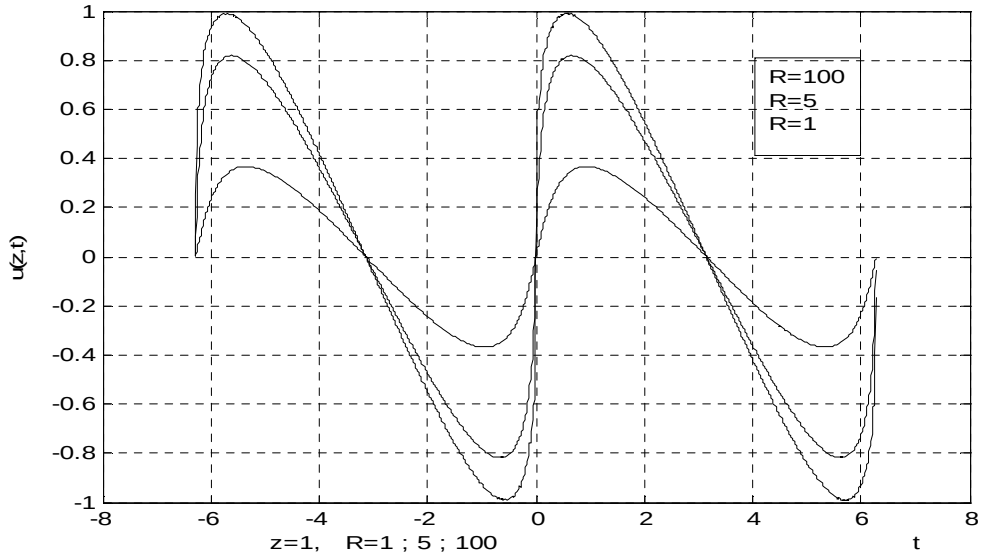


Рис. 3. Форма волны на расстоянии от источника z=1 и трех значений числа Рейнольдса при суммировании 100 гармоник для среды с внешним трением.

Перейдем к другому процессу затухания - частотно-зависимому и будем анализировать спектральную картину для уравнения Бюргерса. В этом случае задача несколько усложняется – поглощение волны и приведенное расстояние теперь зависят от частоты и конкуренция процессов нелинейности и затухания определяются величиной R/n^2 в соответствии с полученным приведенным расстоянием $s(z)$

$$B_n(z,R) = 2\exp(-n^2 z/R)\frac{J_n(ns)}{ns},\quad s(z) = R[1-\exp(-n^2 z/R)],\quad s(z) \le 1 \qquad (7)$$

Теперь граница z' образования разрыва зависит не только от числа Рейнольдса $R = 1/A_2$ но и различна для разных гармоник n $z' = -R\ln(1-n^2/R)/n^2$ (Рис. 4). Разрыв при $(n^2/R) \ge 1$ не образуется, но достаточно условия $R \le 1$, чтобы при любом целом n^2 под логарифмом было отрицательное число и $z' \to \infty$, побеждает вязкость – опрокидывание волны не происходит ни где. В другом случае при $(n^2/R) \le 1$ разрыв образуется на расстоянии z' и мы приходим к новому результату - появляется ограничение на число гармоник формирующих профиль волны - $N\max = \sqrt{R}$. Это явление означает, что при $R \gg 1$ спектр волны эффективно обрезается при возникновении ударной волны, определяя тем самым её безразмерную ширину $\Delta \sim \omega_0/\omega_n \sim 1/\sqrt{R}$. Таким образом, наблюдается физически понятный результат – побеждает нелинейность и $N_{\max} = \sqrt{R}$ можно интерпретировать как число степеней свободы нелинейной системы [14]. На Рис. 5 приведены графики формы нелинейных волн для двух расстояний от источника, полученные последовательным суммированием до 30-ти гармоник для уравнения Бюргерса при R=2000.

Далее получим спектральные решения для сред с дисперсией и рассмотрим уравнение (КдВ)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = u\frac{\partial u}{\partial \tau} + A_3\frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3}. \qquad (8)$$

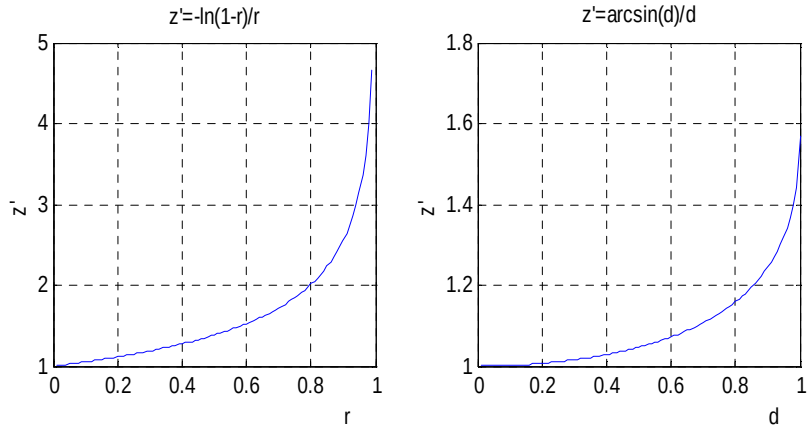


Рис.4. Графики для определения расстояния образования разрыв $z' = -R\ln(1-n^2/R)/n^2$ *для уравнения Бюргерса (левый) и уравнения Кортевега де Вриза* $z' = 2D\arcsin(n^3/2D)/n^3$ *(правый).* $r = n^2/R,\ d = n^3/2D$

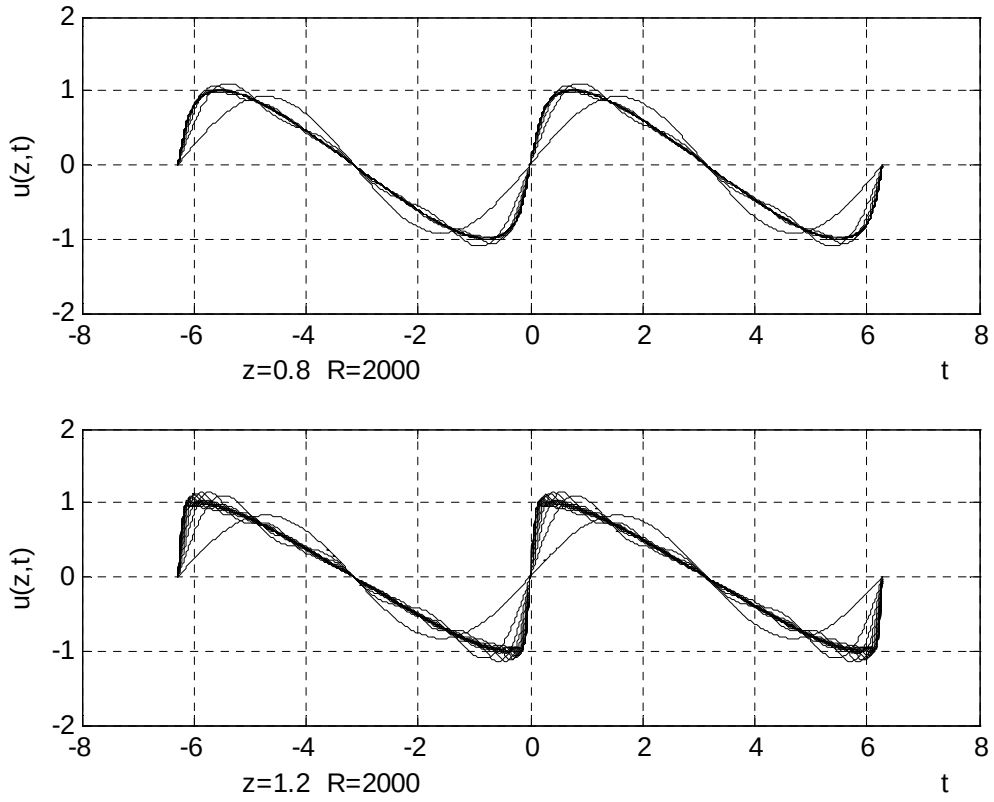


Рис. 5. Формы волны (ансамбль кривых) для двух расстояний до образования разрыва $z=0.8$ *и после* $z=1.2$ *, полученные последовательным суммированием* $n+2$ *гармоник от* $n=1$ *до 30 спектрального решения уравнения Бюргерса при значении числа Рейнольдса* $R=2000$.

Подставляя $u(z,\tau) = v(z)p(z,\tau)$ и преобразуя как это сделано выше, получим такие же два уравнения для $v(z)$ и $p(s,\tau)$ с той лишь разницей, что $A_3(n) = in^3A_3$ является мнимой величиной, а спектральная амплитуда $v(z,n) = \exp(-in^3A_3z)$ и функция приведенного безразмерного расстояния становятся комплексными

$$s(z,n) = [1-v(z,n)]/A_3(n) = [1-\exp(-in^3A_3z)]/in^3A_3 \qquad (9)$$

Для выполнения условия однозначности решения нужно в качестве приведенного расстояния применить модуль $s(z,n)$

$$\left|s(z,n)\right| = 2\left|\sin(n^3 A_3 z/2)\right| / n^3 A_3 \le 1 \qquad (10)$$

Введем безразмерное число $D = 1/A_3$, характеризующие конкуренцию между нелинейностью и дисперсией и аналогичное числу Рейнольдса. Большие значения $D \gg 1$ соответствуют преобладанию нелинейности над дисперсией и наоборот. Вычислим значение расстояние образование разрыва z' из условия $2D\sin(z' n^3/2D)/n^3 = 1$. График функции $z' = 2D\arcsin(n^3/2D)/n^3$ приведен на Рис.4. Аргумент arcsin меняется в пределах от 0 до 1 (ограничимся только положительными величинами). Здесь также как и при частотно-зависимым затухании наблюдается зависимость величины z' от частоты как $1/n^3$. Максимальное расстояние образования разрыва ограничено значением $\pi/2$ даже при $d = n^3/2D \to \infty$.

Теперь можно записать общее решение для сред с дисперсией и диссипацией в виде следующего тригонометрического ряда Фурье

$$u(z,\tau) = 2\sum_{n=1}^{\infty} \exp[-A(n)z]\frac{J_n(ns_i)}{ns_i}\sin(n\omega_0\tau + n^3 z/D) \qquad s_i \le 1, \qquad (11)$$

$$s_0(z) = R[1-\exp(-z/R)],\ \ s_1(z) = R[1-\exp(-n^2 z/R)]/n^2, \left|s_2(z,n)\right| = 2D\sin(n^3 z/2D)/n^3.$$

Конечная сумма членов тригонометрического ряда (11) для среды с дисперсией приведена на Рис. 6 при суммировании 10 гармоник на расстоянии $z = 1.6$ и $D = 100$. Построение серии таких графиков для $0 \ge z \ge Z$ представляет эволюционную динамику солитонного решения на всем интервале z. Можно увидеть что синусоидальное возмущение эволюционирует как простая волна -- она увеличивает свою крутизну и имеет тенденцию к опрокидыванию, но в это время начинает влиять дисперсия и отделяется первый солитон. Постепенно все возмущение распадается на совокупность солитонов, амплитуды которых лежат на одной прямой образуя простую волну. Затем солитоны с большей амплтудой обгоняют более медленные и происходит пересечение их траекторий.

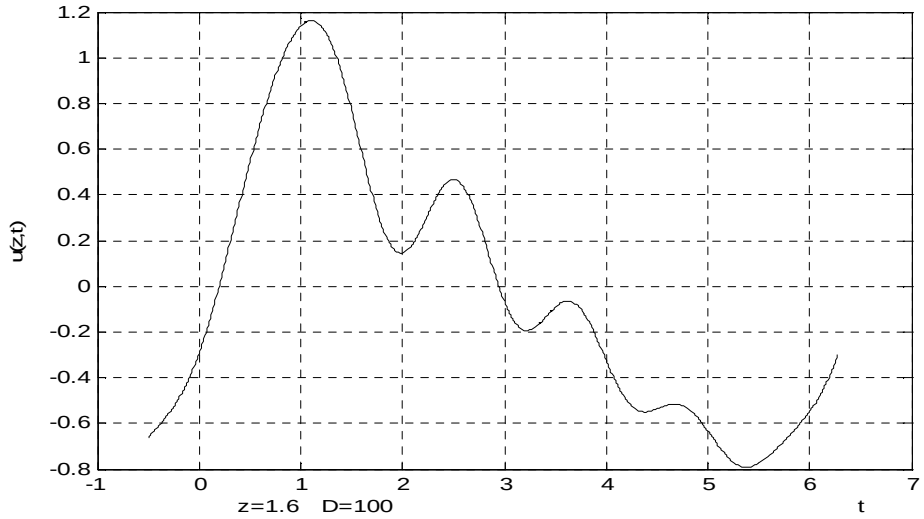


Рис. 6. Форма волны для среды с дисперсией (КдВ) при z=1.6 и D=100, полученной суммированием 10 гармоник

В заключение получим точное решение для всего эволюционного интервала изменений z. Запишем неявное решение в параметрической форме $\begin{matrix} p(s,\tau) = \sin(z) \\ \tau = z - s\sin(z) \end{matrix}$. При $s \le 1$ интервалу $0 \le z \le \pi$ соответствует интервал $0 \le \tau \le \pi$, а при $s \ge 1$ интервал изменений τ становится больше π. Для устранения неоднозначности ограничим

изменения z от z_0 до π, где z_0 есть точка пересечения кривой $z = f(\tau, s)$ с осью ординат. Это условие соответствует условию равенства площадей, ограниченных волновой функцией, введенного Л.Д.Ландау. Теперь определим коэффициенты ряда Фурье разрывной функции $p(s,\tau)$ при $s \geq 1$ $B_n(s) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} p(s,\tau)\sin(n\omega_0\tau)d\tau$, выполняя замену переменных и дважды интегрируя по частям получим выражения для амплитуд гармоник через неполные цилиндрические функции $J_n(ns, z_0)$ [3,4,8].

$$B_n(s) = \frac{2}{n\pi s}[z_0 + \int_{z_0}^{\pi} \cos n(s\sin z - z)dz] = \frac{2}{n\pi s}[z_0 + \pi J_n(ns, z_0)].$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: Физматлит. 2008. 496 с.
2. Кузнецов В.П. О спектральных методах решения уравнений нелинейной акустики. // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 322-326.
3. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит. 2010. 263 с.
4. Кузнецов В.П. О спектрах интенсивных шумов. // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 1. С 155-156.
5. Кузнецов В.П. Спектры нелинейных волн в диссипативных средах // Акустика океана. Сб. трудов школы-семинара акад. Л.М. Бреховских.- М.: ГЕОС. 2013. С. 199-202.
6. Кузнецов В.П. О методах решения уравнений нелинейной акустики. Сб. трудов XXIV сессии РАО.- Саратов. 2011. Т.1. С. 107-112.
7. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии // Акустика океана. Сб. трудов школы-семинара акад. Л.М. Бреховских.- М.: ГЕОС. 2009. С. 280-283.
8. Красильников В.А., Кузнецов В.П. Распространение нелинейных звуковых волн в жидкости при кавитации. // Акуст. журн. 1974. Т. 20. С. 473-477.
9. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука. 1973. 495 с.
10. Хохлов Р.В. К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6. № 6. С. 917-925.
11. Руденко О.В., Солуян С.И., Хохлов Р.В. Проблемы теории нелинейной акустики // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 3. С. 449-457.
12. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука. 1975. 172 с.
13. Воронин В.А., Кузнецов В.П., Мордвинов Б.Г., Тарасов С.П., Тимошенко В.И. Нелинейные и параметрические процессы в акустике океана. – Ростиздат. Ростов-на-Дону. 2007. 448 с.
14. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: От маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука. ГРФМЛ. 1988. 368 с.

назад к содержанию

АКУСТИЧЕСКАЯ РАДИАЦИОННАЯ СИЛА ПРИ ПАДЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКА НА СФЕРИЧЕСКИЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ РАССЕИВАТЕЛЬ В ЖИДКОСТИ

Николаева А.В., Цысарь С.А., Сапожников О.А.

Московский государственный университет,
физический факультет,кафедра акустики, Москва

E-mail: niko200707@mail.ru

Рассматривается проблема прецизионного измерения акустической радиационной силы при падении ультразвукового пучка на мишень в виде твердотельного шарика. На основе известных аналитических соотношений разработана численная модель для расчета силы в случае сферического рассеивателя произвольного размера при падении плоской гармонической волны. Описаны экспериментальные исследования по измерению радиационной силы в широком диапазоне интенсивностей падающей волны с использованием двух методов, различающихся по способу контроля положения мишени. В работе приведены схемы экспериментальных установок, методы измерений радиационной силы, графически представлены полученные экспериментальные данные и проведен анализ результатов.

ВВЕДЕНИЕ

Акустическая радиационная сила является нелинейно-акустическим эффектом, обусловленным передачей количества движения волны поглощающим или рассеивающим объектам. При одинаковой интенсивности падающей волны сила, оказываемая акустической волной, на 5 порядков больше соответствующей силы со стороны электромагнитной волны. Наглядной демонстрацией проявления эффекта радиационной силы является «акустический фонтан» - при фокусировке на свободную поверхность ультразвукового пучка на этой поверхности возникает струя. Также радиационная сила позволяет реализовать левитацию мелких частиц и микропузырей или создать гидродинамические потоки в жидкости (акустические течения) за счет поглощения жидкостью ультразвукового пучка. Явление акустической радиационной силы достаточно широко используется на практике в различных областях. Так указанный эффект используют в современной ультразвуковой метрологии для измерения акустической мощности терапевтических и диагностических источников. В последнее время развиваются и другие приложения эффекта радиационной силы: примером является разработка ультразвуковых устройств для дистанционного перемещения камней в почках человека [1]. Поскольку соответствующие силы относительно малы, актуальной является разработка теоретических моделей и прецизионных методов измерения малых сил.

ТЕРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОАНИЕ

Рассмотрим задачу о нахождении величины радиационной силы, действующей на сферический рассеиватель в жидкости. Для определения радиационной силы на некоторое препятствие следует учитывать изменение импульса волны, связанное с рассеянием волны на препятствии. В связи с этим алгоритм расчёта состоит из двух основных этапов: сначала решается задача о рассеянии звука на сфере, а затем полученные данные для рассеянной волны используются для расчета радиационной силы.

Пусть в жидкости на твердотельную сферу с радиусом a падает плоская гармоническая волна с частотой $f = \omega/(2\pi)$ (рис. 1). Считаем, что окружающая рассеиватель среда является идеальной жидкостью с плотностью ρ и скоростью распространения звука в ней c. Пусть $k = \omega/c$ - волновое число. Начало координат поместим в центр рассматриваемой сферы.

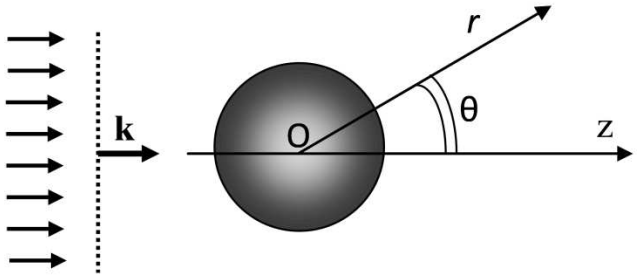


Рис. 1. Геометрия задачи рассеяния плоской волны на сфере

Полное акустическое поле есть сумма падающей и рассеянной волн: $P = P_{inc} + P_{sc}$, где P, P_{inc}, P_{sc} - комплексные амплитуды полного, падающего и рассеянного на препятствии поля соответственно. Выражение для плоской волны P_{inc} в сферических координатах представимо как [2]:

$$P_{inc} = p_0 e^{ikr\cos\theta} = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1)\, j_n(kr)\, P_n(\cos\theta), \tag{1}$$

где r и θ - сферические координаты (рис. 1), $j_n(\varsigma) = \sqrt{\pi/(2\varsigma)}\, J_{n+1/2}(\varsigma)$ - сферическая функция Бесселя, $P_n(\cos\theta)$- полином Лежандра. Рассеянное поле P_{sc} , в свою очередь, представимо в виде похожего разложения [2]:

$$P_{sc} = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} b_n\, h_n^{(1)}(kr)\, P_n(\cos\theta) \tag{2}$$

где $h_n^{(1)}(kr) = j_n(kr) + iy_n(kr)$ - функция Ханкеля 1-го рода, $y_n(\varsigma) = \sqrt{\pi/(2\varsigma)}\, Y_{n+1/2}(\varsigma)$, $Y_n(\varsigma)$ - функция Неймана. Коэффициенты b_n находятся из граничных условий на поверхности рассеивателя. Поскольку жидкость считается невязкой, указанные условия заключаются в непрерывности нормальных компонент скорости и напряжений, а также отсутствии касательного напряжения на поверхности рассеивателя. Для твердотельного сферического рассеивателя с плотностью ρ^*, продольной и поперечной скоростью распространения звука в материале рассеивателя c_l и c_t коэффициент b_n с учетом граничных условий запишется как:

$$b_n = -\frac{F_n j_n(ka) - kaj_n^{'}(ka)}{F_n h_n^{(1)}(ka) - kah_n^{'(1)}(ka)}, \tag{3}$$

где F_n - функция, зависящая от ρ^*/ρ, c_l/c и c_t/c. Полное описание функции F_n приведено в работе [3].

Известное полное поле $P = P_{inc} + P_{sc}$ позволяет рассчитать величину акустической радиационной силы, действующей на сферический рассеиватель со стороны рассматриваемой плоской волны.

Радиационная сила в линейной акустике является квадратичной величиной от акустических возмущений и для ее определении необходимо учитывать величины 2-го порядка малости, не обращающиеся в нуль после усреднения по времени. В квадратичном приближении радиационная сила записывается в виде интеграла по замкнутой поверхности S, содержащего в себе исследуемый рассеиватель [4]:

$$\mathbf{F} = \left\langle \oiint \left[L\mathbf{n} - \rho\, \mathbf{v}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{n}) \right] dS \right\rangle, \tag{4}$$

где $L = \rho \mathbf{v}'^2/2 - p'^2/(2\rho c^2)$, $\mathbf{n}$ - вектор внешней нормали к элементу поверхности dS, $\mathbf{v}'$ и p' колебательная скорость и акустическое давление, найденные из решения задачи рассеяния, скобки $\langle . \rangle$ означают усреднение по периоду волны.

В случае сферического рассеивателя искомая радиационная сила $\mathbf{F}$ действует вдоль оси распространения волны z и имеет единственную компоненту F_z [5, 6]. Аналитическое выражения компоненты F_z было использовано для численного моделирования. Для удобства анализа вводится безразмерная величина Y_p, которая определяется как: $Y_p = F_z\, c/(I \pi a^2)$, где I – интенсивность падающей волны. Зависимости удельной радиационной силы от частоты (рис. 2), полученные на основе известных уравнений численным моделированием в среде Fortran для рассеивателей радиуса $r = 1$ мм., совпадает с результатами, полученными ранее авторами других работ [7]. При моделировании число членов ряда (4) бралось равным порядка $(3 \div 5)ka$.

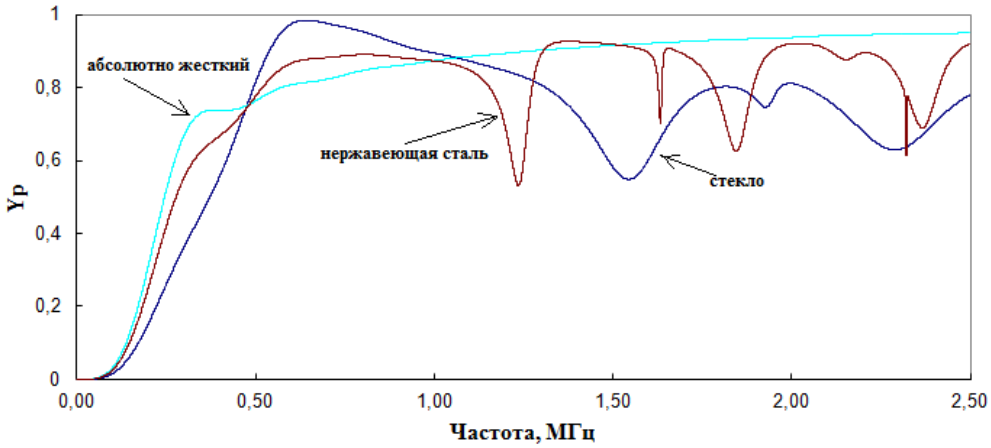


Рис.2. Зависимость удельной радиационной силы от частоты для различных рассеивателей. Параметры: c = 1500 м/с, ρ = 1000 кг/м^3 (вода), a = 1 мм.

Таким образом, в рамках численного моделирования удается рассчитать величину радиационной силы для сферических рассеивателей любого радиуса и плотности при известных параметрах падающей плоской акустической волны, таких как частота и интенсивность излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПРЕЦИЗИОННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ АКУСТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ

Теоретическая модель позволяет с высокой точностью рассчитать величину силы, действующей на сферическое препятствие. Однако важной проблемой является также возможность аккуратных измерений радиационной силы. Для проведения прецизионных измерений необходимо учитывать несколько аспектов: во-первых, методы крепления рассеивателя и измерения его смещения под действием силы; во-вторых, устранение гидродинамических потоков, которые неизбежно возникают в интенсивных полях; в-третьих, обеспечение условия плоских волн. Устранение потоков осуществлялось внесением в экспериментальную установку тонкой звукопрозрачной пленки непосредственно перед рассеивателем. Выполнение условия плоской волны осуществляется, во-первых, путем использования резинового поглотителя для устранения реверберации. Во-вторых, сферический рассеиватель располагается в подходящую область поля. Все реальные излучатели на расстояниях, значительно превышающих их линейные размеры, создают сферические волны. Однако, при

определенных допущениях, некоторую область такого источника можно считать плоской волной.

В эксперименте рассеиватель помещается в ближней зоне ультразвукового источника, т.е. в той области, где поле, вообще говоря, неоднородно. Таким образом, важной задачей является помещение рассеивателя в такое место, где акустическое поле можно считать полем плоской волны. Для того чтобы точно определить, куда следует поместить рассеиватель, необходимо знать распределение амплитуды давления поля в широком диапазоне расстояний от источника.

Существует метод акустической голографии [8], основанный на восстановлении нормальной скорости на поверхности излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной плоскости. Он состоит в измерении амплитуды и фазы давления вдоль некоторой выбранной контрольной поверхности и расчете акустического поля на излучателе путем соответствующего интегрирования с использованием интеграла Рэлея

$$V(\mathbf{r}) = \frac{i\omega\rho_0}{2\pi}\int P(\mathbf{r}')\frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}dS', \qquad (5)$$

где $V(\mathbf{r}), P(\mathbf{r}')$ - комплексные амплитуды нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности источника и акустического давления на контрольной плоскости соответственно, dS' - площадка интегрирования вдоль контрольной поверхности. Зная распределение на поверхности излучателя, не составляет трудности определить поле излучателя в любой точке пространства. Именно изложенный выше метод был использован для определения поля плоского излучателя, необходимого в эксперименте по определению радиационной силы. Процедура измерения поля подробно изложена в работе [8]. В результате по восстановленному методом акустической голографии полю плоского источника было выбрано используемое в эксперименте расстояние, равное z=325 мм (рис. 3).

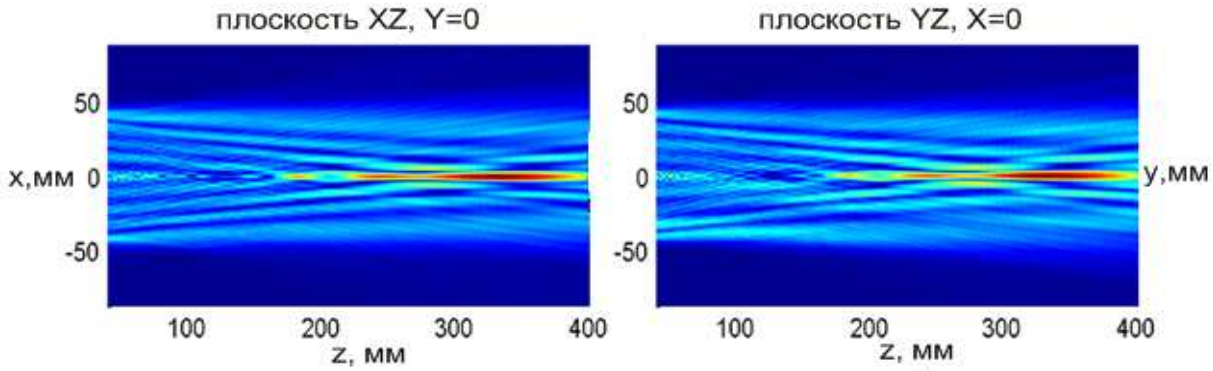


Рис.3. Восстановленная амплитуда акустического давления поля плоского источника в двух плоскостях (x,z), (y,z) до расстояния 400 мм от источника. Поле имеет аксиальную симметрию.

Что касается вопроса крепления рассеивателя, то на первых этапах экспериментального исследования использовался метод, предложенный в ряде предшествующих работ – метод подвешивания на нерастяжимой нити [9]. Метод заключается в подвешивании шарика на тонкой нити, которая приклеивается к нему клеем. Для того, чтобы отклонение шарика происходило лишь вдоль одного направления, подвес осуществлялся на нити, сложенной в виде буквы V. При этом нижняя точка V приклеивалась к верхней точке исследуемого шарика.

Такой способ крепления является высокочувствительным к малым смещениям шарика от положения равновесия. Однако имеется и недостаток. Как говорилось выше,

при экспериментальном исследовании очень важно знать область поля, в которой находится рассеиватель. Достаточно просто следить за полем, если рассеиватель при любом смещении находится на оси излучателя. Рассеиватель, подвешенный на тонких нитях, при отклонении от положения равновесия начинает подниматься относительно уровня оси, причем чем больше величина радиационной силы, тем сильнее смещение с оси. При таком подходе измерение смещения рассеивателя под действием акустической волны проводится с помощью лазерного луча, что позволяет затем рассчитать величину силы по достаточно простой формуле [6]. В серии экспериментов, проведенных в разные дни, были получены зависимости радиационной силы, действующей на препятствие, от мощности на излучателе, которые, согласно теории, должны иметь линейный характер. В экспериментах была подтверждена линейная зависимость, однако в разные дни экспериментов были получены разные наклоны прямых. Это связано, в первую очередь, с неопределенностью в установке рассеивателя в одной и той же области поля при каждом повторном проведении эксперимента. В связи с этим, для повышения точности измерения силы и повторяемости позиционирования рассеивателя была предложена иная схема крепления и измерения смещения рассеивателя, основанная на принципе эхо-локации (рис. 4).

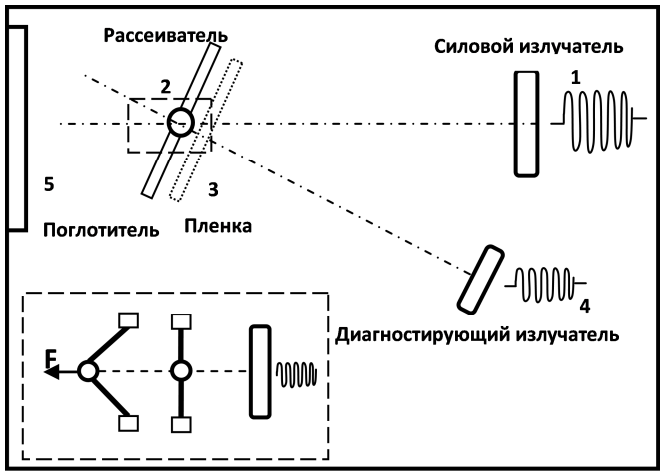


Рис. 4. Схема экспериментальной установки. Силовой источник (1) с резонансной частотой f=1,119 МГц, стальной сферический рассеиватель (2), звукопрозрачная пленка (3), диагностирующий излучатель (4) и поглотитель (5) для устранения реверберации акустической волны.

При таком подходе рассеиватель крепится иным способом. Шарик не подвешен, а закреплен на четырех упругих резиновых нитях. Эти нити приклеиваются к рассеивателю с четырех сторон. Вся система установлена в круглых пяльцах, положение которых, в свою очередь, контролируются системой позиционирования. В такой системе сферичность рассеивателя нарушена немного больше, чем в предыдущей, так как количество мест приклеивания увеличилось. Метод крепления на четырех резиновых нитях также обладает высокой чувствительностью к малым смещениям рассеивателя (при использовании достаточно мягких резинок). Кроме того, преимуществом является несмещение рассеивателя с оси излучателя под воздействием акустической силы.

Принцип измерения смещения шарика, основанный на эхо-локации состоит в следующем (рис. 4). В бассейн с водой помещается рассеиватель, закрепленный в пяльцах на четырех упругих нитях. Пяльцы жестко крепятся к механической системе позиционирования. На расстоянии 325 мм от рассеивателя находится излучатель «толкающего» пучка, работающий на частоте 1,119 МГц. Под некоторым углом к рассеивателю на расстоянии 195 мм расположен диагностирующий излучатель,

соединенный с автоматической системой позиционирования. Генератор сигналов посылает короткий радиоимпульс, состоящий из 10 периодов частоты 5 МГц, на диагностирующий преобразователь и, для контроля, на осциллограф. На этот же осциллограф отправляется синхроимпульс, тем самым обеспечивая запуск силового импульса в необходимый промежуток времени и необходимой длительности. Время задержки отраженного диагностирующего сигнала при отклонении рассеивателя измеряется на осциллографе. Таким образом, один цикл работы системы состоит из следующих элементов (рис. 5).

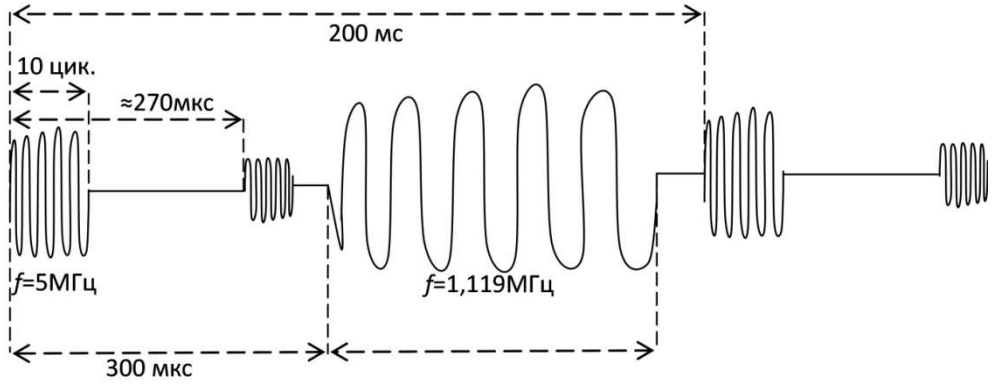


Рис. 5. Один цикл работы экспериментальной установки по измерению смещения акустическим методом. Диагностирующий импульс состоит из 10 периодов, на расстоянии 270 мкс от него – отраженный от рассеивателя импульс, силовой импульс состоит из 212610 периодов.

Циклы следуют с частотой 5 Гц, что соответствует длительности одного цикла 200 мс. Из них 190 мс излучается импульс с частотой 1,119 МГц, оказывающий силовое воздействие на рассеиватель. В течение последующих 300 мкс работает диагностирующий излучатель, посылающий короткий импульс и принимающий соответствующий эхо-сигнал (отражение от шарика). Этого времени достаточно, чтобы рассеиватель не успел сместиться относительно своего положения.

Величина радиационной силы при креплении рассеивателя на упругих нитях определяется по известному значению смещения, как $F_{rad} = -kd$, где k – эффективный коэффициент жесткости всех четырех нитей, d – смещение. Существует немало различных методов определения эффективного коэффициента жесткости k. В эксперименте был выбран подход, также основанный на явлении радиационной силы и принципе эхо-локации. При креплении рассеивателя на четырех упругих нитях система представляет собой колебательную систему, собственная частота которой зависит от жесткости нитей и эффективной массы рассеивателя $\omega_0 = 2\pi f = \sqrt{k/m}$. Эффективная масса рассеивателя складывается из собственной массы ($m_0 = (710 \pm 5)$ мг) и присоединенной массы, возникающей вследствие обтекания рассеивателя потоком жидкости ($\Delta m = \frac{4}{3}\pi a^3 \frac{\rho_0}{2} = (46 \pm 5)$ мг). Таким образом, по известному значению эффективной массы и частоты собственных колебаний системы достаточно легко рассчитать эффективную жесткость нитей.

Для генерации колебаний системы используется импульсное воздействие также с помощью радиационной силы. При таком воздействии система откликается колебаниями на собственной частоте. Измерение смещений рассеивателя в процессе колебаний производится принципом эхо-локации зондирующими импульсами. Собственная частота колебаний рассеивателя определяется путем квадратурной

обработки полученных сигналов, в которой основным измеряемым параметром является медленно меняющаяся во времени фаза сигнала.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В разные дни были проведены эксперименты по измерениям радиационной силы и эффективной жесткости нитей вышеописанным методом (рис. 6). Получено, что радиационная сила, действующая на шарик при электрической мощности $W \approx 11$ Вт, соответствует смещению рассеивателя $\Delta x \approx 0{,}3$ мм.

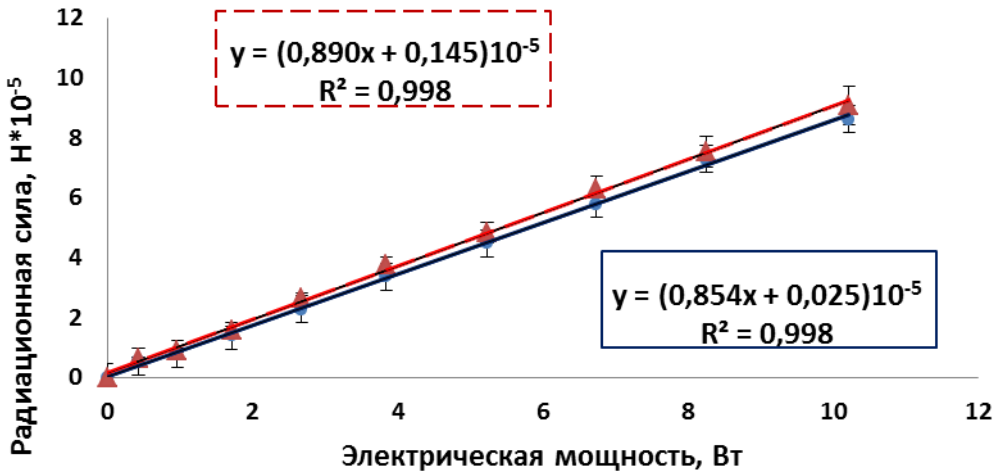


Рис. 6. Зависимость радиационной силы от электрической мощности,подаваемой на преобразователь (измерение смещения методом эхо-локации). Эксперименты проведены в разные дни.

При измерениях со стальным сферическим рассеивателем, закрепленным на четырех упругих нитях, найденный эффективный коэффициент жесткости $k = \omega_0^2 m = (0{,}215 \pm 0{,}007)$ кг/с^2. При этом в обоих экспериментах подтверждена линейная зависимость радиационной силы от мощности излучения и получены относительная ошибка измерений составляет не более 5-7% в отличие от 12-15% в методе подвеса на двух тонких нитях.

Таким образом, проделанная работа позволила создать установку, которая дает возможность проводить прецизионные измерения радиационной силы, действующей на упругий сферический рассеиватель в жидкости с точностью 5 мкН. Использование принципа эхо-локации позволило повысить точность измерения смещения рассеивателя под действием силы. Возможность прецизионно измерять значения радиационной силы также можно использовать для калибровки излучателей. В данных целях могут быть использованы, в том числе и результаты, приведенные на рис.6. Как известно, акустическая мощность волны всегда несколько меньше электрической мощности, подаваемой на излучатель. Акустическая мощность зависит от электрической линейно с некоторым неизвестным коэффициентом пропорциональности: $W_{acoustic} = a\, W_{electric}$. В свою очередь, радиационная сила, действующая на шарик, также находится в некоторой линейной зависимости от электрической мощности на излучателе (рис.6): $F_{rad} = b\, W_{electric}$. Тогда $W_{acoustic} = \frac{a}{b} F_{rad}$, что говорит о том, что по измерениям величины радиационной силы, действующей на сферический упругий рассеиватель, можно провести калибровку преобразователя.

Работа поддержана грантом РНФ № 14-15-00665.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shah A., Harper J. D., Cunitz B. W., Wang Y. N., Paun M., Simon J. C., Lu W., Kaczkowski P. J., Bailey M. R. Focused ultrasound to expel calculi from the kidney // J. Urol. – 2012. – №187. – P. 739-743.
2. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики, т.2: учеб. пособие. М.: ИЛ, 1960.
3. Hasegawa T., Yosioka K. Acoustic-Radiation Force on a solid elastic sphere // J. Acous. Soc. Am. – 1969. - №46. – P. 1139-1143.
4. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику: учеб. пособие. М.: Наука, 1966.
5. Hasegawa T., Kido T. Frequency dependence of the acoustic radiation pressure on a solid sphere in water // Acoust. Sci. &Tech. – 2001. – vol 4, № 22 (4). – P. 273-281.
6. Николаева А.В., Цысарь С.А., Сапожников О.А. Радиационная сила, оказываемая плоской акустической волной на твердотельный сферический рассеиватель в жидкости // Сборник трудов Научной конференции «Сессия научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2012. – С. 136-139.
7. Hasegawa T. Acoustic radiation force on a sphere in a quasistationary wave field – experiment // J. Acous. Soc. Am. – 1979 – vol.1, №65. – P. 41-44.
8. Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности // Акустический журнал. – 2003. – том 49, №3. – С. 416-424.
9. Dunn F., Averbuch A.J., O'Brien Jr.W.D. A primary method for the determination of Ultrasonic Intensity with the elastic sphere radiometer // Acoustica. – 1977. – №38. – P. 58-61.

назад к содержанию

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ОПРЕДЕЛЕННОЙ АМПЛИТУДЫ УДАРНОГО ФРОНТА В ФОКУСЕ

Росницкий П.Б.[1)], Юлдашев П.В.[1)], Хохлова В.А.[1)]

[1)] Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва

E-mail: pavrosni@yandex.ru

Во многих современных медицинских приложениях мощного сфокусированого ультразвука используется нелинейный акустический эффект образования ударных фронтов (или разрывов) в профиле волны в фокусе. Например, этот эффект используется при механическом разрушении опухолей высокоамплитудными ударными импульсами – гистотрипсии. Амплитуда ударного фронта при этом зависит от рабочей частоты и геометрии излучателя; а ее оптимальная величина для различных приложений будет различной. Таким образом, стоит задача определения параметров излучателя, позволяющих получить определенное значение амплитуды фронта в фокусе, необходимое для конкретного приложения. Основное предположение развитого в данной работе подхода состоит в том, что главным параметром излучателя, определяющим амплитуду разрыва, является его угловая апертура. Проверка этого предположения и определение характерных параметров ударно-волнового профиля в зависимости от параметров фокусированного излучателя были проведены на основе многопараметрических численных расчетов полей, создаваемых такими излучателями. Моделирование проводилось на основе уравнения Хохлова-Заболотской. Предложен метод выделения профиля с полностью развитым разрывом, создаваемым излучателем с заданными параметрами. Развит подход для определения амплитуды разрыва между временными точками профиля, соответствующими задаваемому уровню временной производной от волнового профиля относительно его максимума. При этом величина уровня определяется путем сравнения мощности тепловых источников в фокусе, рассчитанной численно и аналитически с использованием значения амплитуды разрыва. На основе полученных данных проведён расчет характерных значений амплитуды разрыва для излучателей, работающих на частоте 1 МГц в диапазоне угловых апертур от 0.8 до 2. Показано, что для создания разрывов амплитудой порядка 80 МПа, необходимых для гистотрипсии, оптимальными являются излучатели с угловой апертурой, близкой к единице.

Изучение проблем, связанных с фокусировкой мощных ультразвуковых пучков является одним из актуальных направлений нелинейной акустики, также важным для многих практических приложений. Одним из быстро развивающихся на сегодняшний день приложений является использование мощного ультразвука в медицине. Среди медицинских приложений следует особенно выделить метод неинвазивной ультразвуковой хирургии с использованием высокоинтенсивного фокусированного ультразвука (HIFU), в котором мощный пучок фокусируется через кожу и обеспечивает локальный перегрев ткани внутри тела человека. Такой подход перспективен и уже используется, например, для разрушения опухолевых тканей. Продолжаются исследования возможности его применения для остановки внутренних кровотечений и многих других приложений [1, 2].

В современных лабораторных и клинических устройствах ультразвуковой хирургии уровни интенсивности в фокусе достигают 10-30 кВт/см^2 [3]. При таких интенсивностях и частотах порядка 1.5 МГц расстояние образования разрыва в плоской гармонической волне составляет 3–5 мм. Учитывая, что для большинства установок ультразвуковой хирургии это расстояние меньше размера фокальной области вдоль оси пучка, при анализе работы таких хирургических систем необходимо учитывать нелинейные эффекты и возможность формирования разрывов. Работа излучателей в режиме развитых разрывов привлекает к себе все большее внимание исследователей, поскольку при этом в разы и даже десятки раз увеличивается эффективность поглощения энергии волны по сравнению с гармонической волной той же амплитуды [2, 4 - 7]. Недавно были разработаны два принципиально новых способа ультразвуковой хирургии, приводящих к механическому разрушению ткани

(гистотрипсии) [4, 8, 9]. Эти методы, основанные на различных физических механизмах, вызывают дезинтеграцию ткани на фрагменты субклеточного размера и имеют ряд серьёзных преимуществ. Например, происходящее при гистотрипсии разжижение заданных участков ткани, в отличие от теплового некроза, может способствовать более легкому выведению разрушенного объема ткани из организма. Так, недавние пред-клинические испытания на модели собак показали, что при оперировании доброкачественной гиперплазии предстательной железы (аденомы) разрушенный объем опухоли быстро выводится через мочевыделительную систему [10]. Для реализации методов гистотрипсии необходимы чрезвычайно высокие интенсивности (более 30 кВт/см^2) и присутствие высокоамплитудных ударных фронтов (>60 МПа) в фокусе.

Для успешного применения режимов воздействия на ткань разрывными волнами важно уметь предсказывать характерную амплитуду разрывов для конкретного излучателя либо целенаправленно разрабатывать излучатели, которые обеспечивают заданные амплитуды разрыва. Например, для гистотрипсии требуются разрывы с амплитудой порядка $60 \div 120$ МПа [3]. Ясно, что важным параметром является угол фокусировки излучателя: если излучатель слабо сфокусирован - длина фокального дифракционного максимума больше, чем при сильной фокусировке (рис. 1). Поскольку нелинейные эффекты накапливаются с расстоянием и наиболее сильно выражены именно в фокальной области, то разрыв для слабо сфокусированных пучков будет

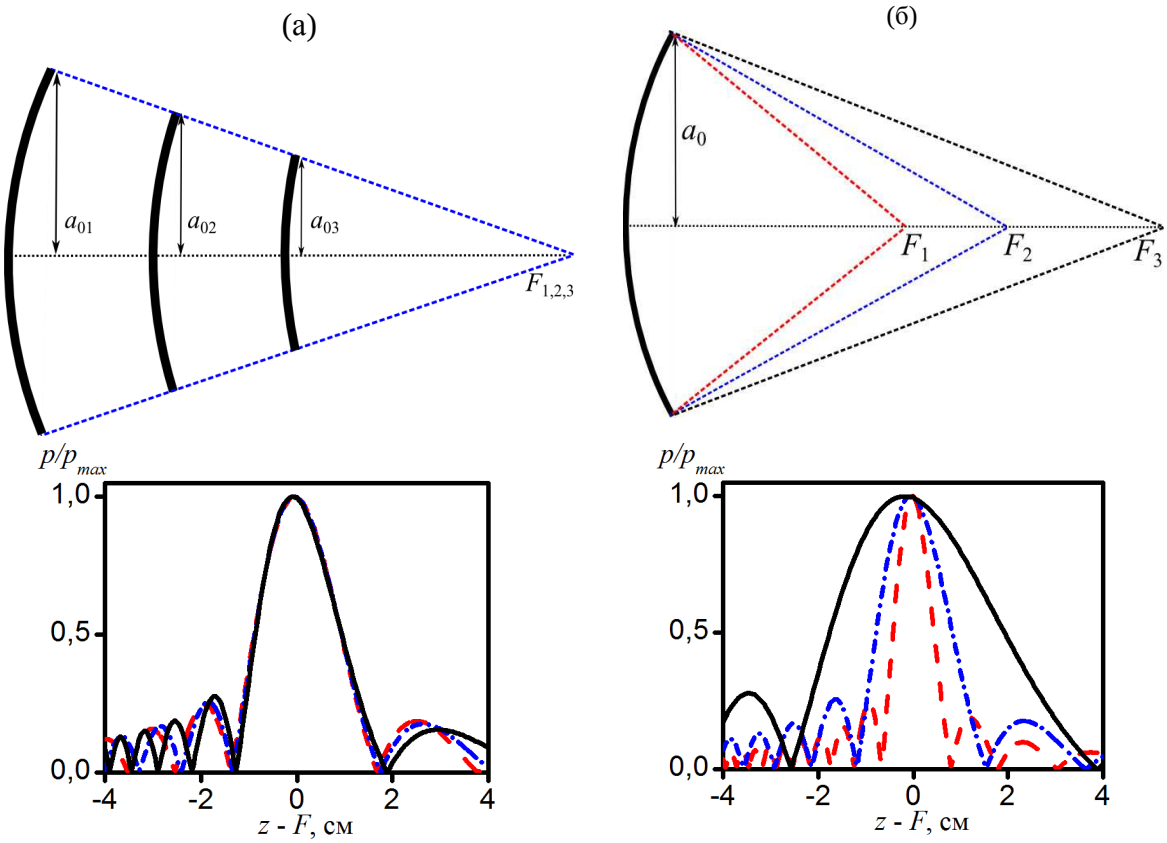


Рис. 1. Распределение амплитуды давления, нормированной на максимальное значение на оси пучка, p/p_{max}, при линейной фокусировке для излучателей с одинаковой (а) и разной (б) угловой апертурой. Здесь α_0- радиус излучателя, F - его фокусное расстояние, z - координата вдоль оси излучателя. Примеры приведены для излучателей с частотой 1.5 МГц и (а) F = 8; 12; 16 см, F_{number} = 1.5;(б) F = 8; 12; 16 см, F_{number} = 1; 1.5; 2.

образовываться при меньших давлениях в фокусе, чем для сильно сфокусированных. При дальнейшем увеличении давления в фокусе пучка амплитуда разрыва будет увеличивается, но достаточно быстро наступит ее насыщение [5, 11 - 12]. Таким образом, регулируя угол фокусировки можно добиться заданной характерной амплитуды скачка давления на фронте в режиме развитых разрывов.

Для проверки гипотезы о сильной зависимости параметров ударноволнового поля в фокусе от угловой апертуры пучка рассмотрим случай сферического фокусированного излучателя. Такой выбор одновременно является и приемлемым для численного анализа ввиду радиальной симметрии поля, и достаточно общим. Для расчета нелинейных полей, создаваемых такими источниками в воде, где обычно проводится калибровка параметров полей медицинских излучателей, удобно использовать параболическое уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова (ХЗК) с малой вязкостью [5–7]. Граничные условия для решения уравнения ХЗК задаются на плоскости в параболическом приближении: сферическая поверхность с равномерным распределением амплитуды давления заменяется плоской поверхностью; фокусировка обеспечивается изменением фазы по параболическому закону в зависимости от радиальной координаты [5]. Заметим, что даже при описании полей сильно сфокусированных источников метод ХЗК дает результаты высокой точности при специальной модификации граничных условий [13, 14].

Очевидно, что для медицинских приложений конечный интерес представляет предсказание и контролирование параметров ударно-волнового поля не в воде, а в биологической ткани. В работе [15] был предложен метод дирейтинга для HIFU-излучателей - способа пересчета данных, полученных в воде, на биологическую ткань. Таким образом, результаты, получаемые при расчетах с помощью уравнения ХЗК в воде, дают необходимую информацию и о значениях параметров поля в ткани [7, 9].

Рассмотрим предлагаемый в данной работе метод оценки амплитуды разрыва в профиле волны, а также исследуем зависимость амплитуды разрыва в фокальной области от параметров излучателя. Как уже упоминалось выше, предполагается, что основным параметром, определяющим амплитуду разрыва в фокусе излучателя, формирующегося при увеличении давления на источнике поле, является его угловая апертура $F_{number} = F / 2a_0$, которая характеризует угол фокусировки данного излучателя. Здесь F — фокальная длина излучателя, a_0 — его радиус. Действительно, из линейных оценок распределений амплитуды давления на оси, сделанных на основе интеграла Рэлея, видно, что для излучателей с одинаковой угловой апертурой, но разными радиусами, форма и длина фокального максимума почти не отличаются друг от друга (рис. 1а). В случае излучателей с разной угловой апертурой, напротив, они отличаются значительно (рис. 1б). Данные оценки верны для излучателей, размеры которых значительно превышают длину волны ($k a_0 >> 1$), k – волновое число. Это условие практически всегда выполняется для медицинских источников, применяемых на практике в ультразвуковой хирургии.

Запишем уравнение ХЗК и граничное условие для круглого излучателя с равномерным распределением амплитуды в параболическом приближении в безразмерном виде [5]:

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\partial P}{\partial\sigma} - NP\frac{\partial P}{\partial\theta} - A\frac{\partial^2 P}{\partial\theta^2}\right) = \frac{1}{4G}\Delta_\perp P,$$
$$P(z=0,R,\theta) = \begin{cases}\sin\left(\theta + GR^2\right), & R \le 1\\ 0, & R \ge 1\end{cases} \qquad (1)$$

Здесь $P = p / p_0$ – акустическое давление, нормированное на амплитуду давления на излучателе p_0, $\theta = \omega_0 (t - x / c_0)$ – безразмерное время в бегущей системе координат, $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 – частота излучателя, c_0 – скорость звука, $\sigma = z / F$ – координата вдоль оси пучка, нормированная на фокальную длину F, $R = r / a_0$ – поперечная координата, нормированная на радиус излучателя a_0, $N = \dfrac{2\pi F f_0 \varepsilon p_0}{c_0^3 \rho_0}$ – безразмерный параметр нелинейности, ε – параметр нелинейности среды, ρ_0 - плотность среды, $G = \dfrac{\pi f_0 a_0^2}{c_0 F}$ – параметр дифракции (линейный коэффициент усиления давления в фокусе по отношению к амплитуде давления на поверхности излучателя), A – параметр поглощения.

При рассмотрении фокусировки в воде, коэффициент поглощения мал, $A \ll 1$, и его величина оказывает влияние только на тонкую структуру образующегося в профиле волны ударного фронта. Таким образом, поле фокусированного излучателя в такой слабопоглощающей среде будет зависеть всего от двух параметров: N и G. При этом параметр N фактически описывает давление на источнике, а параметр дифракции состоит из комбинации безразмерных параметров ka_0 и F_{number}: $G = \dfrac{ka_0}{4F_{number}}$

Для выявления зависимости ударного фронта от параметров излучателя в данной работе безразмерное уравнение ХЗК решалось для фокусировки в воде при различных значениях параметров G и N. Параметр дифракции менялся в диапазоне $10 \le G \le 75$ с шагом 5. Для каждого фиксированного значения параметра G было рассмотрено 75 значений параметра нелинейности в диапазоне $0 \le N \le 1.5$. Шаг по N брался переменный. В результате численного решения были получены безразмерные профили волны в фокусе $P_F(\theta)$ для всех указанных G и N. Данные профили использовались для исследования зависимости амплитуды разрыва от параметров излучателя.

В качестве примера рассмотрим эволюцию волнового профиля в фокусе при увеличении амплитуды для излучателя с частотой 1 МГц, F = 10 см, a_0 = 5.4 см. При увеличении амплитуды p_0, размерный профиль волны в фокусе $p_F(\theta)$ становится круче, образуется разрыв, затем происходит увеличение амплитуды разрыва. С увеличением амплитуды p_0, рост амплитуды разрыва замедляется, т.е. наступает насыщение (рис. 2а). Для того, чтобы ввести понятие характерной амплитуды разрыва

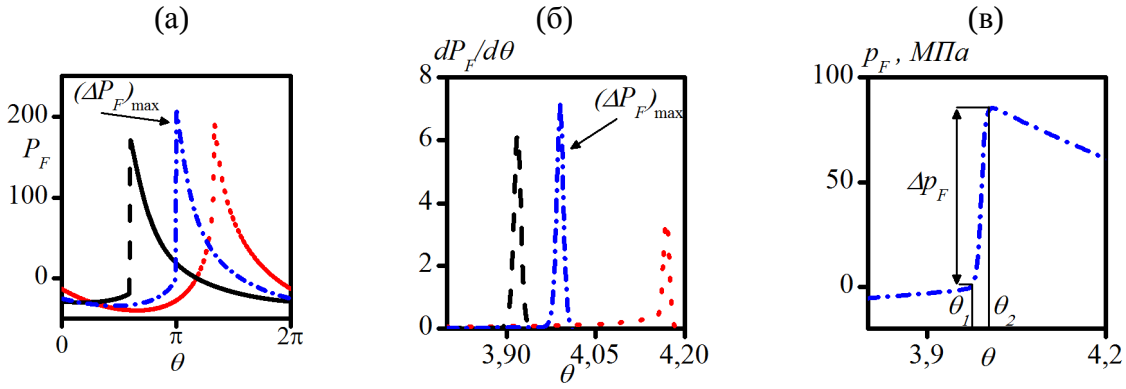


Рис. 2. Безразмерные профили волны в фокусе для G = 60, соответствующие разным амплитудам на излучателе (а), их производные (б) и размерный профиль, соответствующий максимальному безразмерному разрыву для излучателя с частотой 1 МГц, F = 10 см, a_0 = 5.4 см (в).

для данного излучателя, необходимо определить, в каком именно профиле разрыв можно считать полностью сформировавшимся. В отличие от размерного профиля давления, амплитуда разрыва в безразмерном профиле $P_F(\theta)$ достигает максимума при увеличении p_0 (или безразмерного параметра *N*, пропорционального p_0), причем максимум образуется до насыщения. Будем считать, что полностью сформировавший разрыв соответствует ситуации, когда амплитуда разрыва в безразмерном профиле максимальна.

Нахождение профиля с максимальным разрывом основано на исследовании производной $\dot{P}_F = \frac{dP_F}{d\theta}$ от безразмерного волнового профиля $P_F(\theta)$ в фокусе. Ясно, что образование разрыва сопровождается появлением резкого пика на графике производной от волнового профиля (рис. 2б). При численном решении уравнения ХЗК используется схема Годунова с дополнительно введённым искусственным поглощением, которое зависит от амплитуды разрыва в каждой пространственной точке. Это поглощение поддерживает одинаковое количество точек на разрыве, а значит, и постоянную ширину ударного фронта вне зависимости от его амплитуды:

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = const\,, \tag{2}$$

где θ_1 и θ_2 - моменты времени, соответствующие границам разрыва (рис. 2в). Таким образом, производная от безразмерного профиля, который в области разрыва $\theta_1 < \theta < \theta_2$ может быть аппроксимирован прямой, согласно (2), будет иметь вид:

$$\dot{P}_F \approx \frac{\Delta P_F}{\Delta\theta} = const \cdot \Delta P_F\,, \tag{3}$$

где $\Delta P_F = P_F(\theta_2) - P_F(\theta_1)$ - амплитуда разрыва. Отсюда видно, что профиль с максимальной производной будет иметь максимальную амплитуду разрыва.

На рис. 2а в качестве примера приведены профили с разными амплитудами разрыва, т.е. соответствующие разным амплитудам на излучателе. Видно, что наиболее высокому пику на графике производной (рис. 2б) соответствует разрыв наибольшей амплитуды $(\Delta P_F)_{\max}$, пикам поменьше - меньшие разрывы.

После нахождения полностью развитого разрыва возникает вопрос о вычислении его амплитуды. Для этого сначала необходимо задать границы разрыва θ_1 и θ_2, которые можно определить по ширине пика производной по заданному пороговому уровню. Для этого вводится параметр s, равный отношению высоты уровня к максимуму производной (рис. 3). Параметр s можно менять, изменяя таким образом временной промежуток между θ_1 и θ_2 и получая разные значения амплитуды разрыва. Выбор конкретного значения s будет обоснован ниже. Зная s, можно определить θ_1 и θ_2 (рис. 3), а значит и амплитуду разрыва:

$$\Delta P_F = P_F(\theta_1) - P_F(\theta_2)\,. \tag{4}$$

Переход от безразмерных амплитуд разрыва к размерным осуществляется по формуле

$$\Delta p_F = \Delta P_F \cdot p_0 = \Delta P_F \cdot \frac{c_0^3 \rho_0 N}{2\pi f_0 F \varepsilon}, \tag{5}$$

где амплитуда на излучателе p_0 выражена через определение параметра *N*.

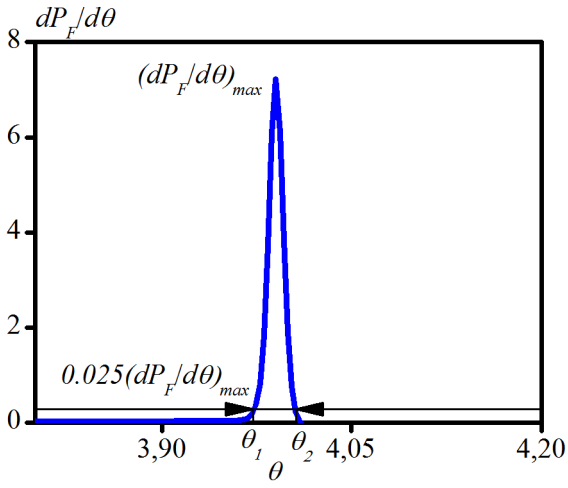


Рис. 3: Определение порогового уровня по сравнению с его пиковым значением для производной от профиля с максимальным безразмерным разрывом.

В качестве примера рассмотрим излучатели, работающие на частоте f_0 = 1 МГц, с фокальной длинной $F = 10$ см и переменным радиусом a_0, соответствующим изменению параметра дифракции в диапазоне $10 \le G \le 75$. Для каждого излучателя рассматривались различные амплитуды p_0 на поверхности, обеспечивающее изменение параметра нелинейности для каждого фиксированного G в диапазоне $0 \le N \le 1.5$. Для проверки корректности вышеописанного метода нахождения амплитуды разрыва, для данных излучателей было рассчитано тепловыделение q на разрыве в фокусе двумя способами: по величине амплитуды разрыва [6, 7]:

$$q = \frac{\varepsilon f_0 (\Delta p_F)^3}{6 c_0^4 \rho_0^2} \qquad (6)$$

и путём прямого численного расчета [7]. По этим данным была построена зависимость тепловыделения q от угловой апертуры. Значение порога s = 0.025 было определено по наилучшему совпадению получаемых результатов (рис. 4б). Видно, что результаты, полученные двумя способами, совпадают почти в точности. Следовательно, выбор

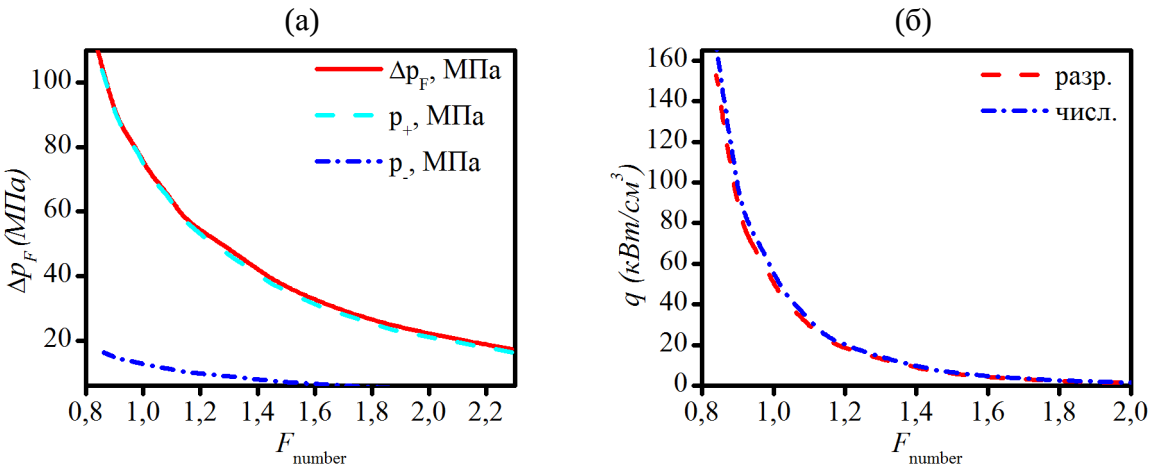


Рис. 4. Зависимость параметров сформировавшегося разрывного волнового профиля (а) и тепловыделения на разрыве в фокусе (разр. – рассчитанного по амплитуде разрыва, числ. – рассчитанного численно) (б) от угловой апертуры излучателя.

уровня s = 0.025 можно считать корректным.

В результате анализа расчетных данных была получена зависимость основных параметров разрывного волнового профиля (рис.4а): пикового положительного давления p_+ (максимального давления в профиле), пикового отрицательного давления p_- (абсолютная величина минимального давления в профиле) и амплитуды разрыва Δp_F (рис. 2в) от угловой апертуры F_{number}. Видно, что при увеличении F_{number}, т.е. при уменьшении угла фокусировки, амплитуда разрыва уменьшается. Это полностью соответствует качественным соображениям, приведённым во введении. Особо отметим случай F_{number} = 1, которому соответствует амплитуда разрыва порядка 80 МПа. Эта величина типична для профилей, которые используются при гистотрипсии. Пример ударного фронта, создаваемого излучателем с угловой апертурой близкой к единице, был представлен выше на рис. 2в.

Таким образом, в работе развит подход для определения угловой апертуры излучателя, необходимой для создания в фокусе разрыва требуемой амплитуды. Для решения данной задачи проанализированы численные решения уравнения ХЗК для большого числа значений безразмерных параметров *N* и *G*. Предложен метод определения полностью сформировавшегося разрыва и его амплитуды на основе анализа временной производной волновых профилей. Для конкретного набора излучателей с частотой 1 МГц найдена зависимость величин Δp_F, p_+ и p_- от угловой апертуры излучателя, которая по предположению являлась основным параметром, характеризующим ударный фронт. Показано, что для создания разрывов с амплитудой порядка 80 МПа, должны использоваться излучатели с угловой апертурой близкой к единице. Интересно, что многие установки ультразвуковой хирургии, обеспечивающие подобные разрывы на практике, имеют именно такую угловую апертуру. При этом оптимальность данного выбора параметров на момент создания этих установок ещё не была показана.

Авторы статьи выражают благодарность Карзовой М. М. и Сапожникову О. А. за помощь и ценные замечания при работе над статьей. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 14-12-00974 (в части разработки метода) и гранта Президента РФ № 14.124.13.5895-МК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dubinsky T.J., Cuevas C., Dighe M.K., Kolokythas O., Hwang J.H. High-intensity focused ultrasound: current potential and oncologic applications. // AJR Am. J. Roentgenol — 2008. Vol. 190. — P. 191-199.
2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл, С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор) // Акуст. журн. — 2003. — Т. 49, № 4. — С. 437-464.
3. Wu F., Wang Z.B., Chen W.Z. et al. Extracorporeal focused ultrasound surgery for treatment of human solid carcinomas: early Chinese clinical experience // Ultrasound in Medicine and Biol. — 2004. Vol. 30(2). — P. 245-260.
4. Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M. et al. Disintegration of tissue using High Intensity Focused Ultrasound: two approaches that utilize shock waves // Acoustics Today — 2012. Vol. 8. — P. 24-37.
5. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Бэйли М.Р., Кэнни М.С., Крам Л.А. Фокусировка мощных ультразвуковых пучков и предельные значения параметров разрывных волн. // Акуст. журн. — 2009 — Т. 55, № 4–5. — С. 445–456.
6. Filonenko E.A. and Khokhlova V.A. Effect of acoustic nonlinearityon heating of biological tissue by high-intensity focused ultrasound // Acoust. Phys. — 2001. Vol. 47, № 4. — P. 468-475.

7. Canney M., Khokhlova V., Bessonova O., Bailey M. and Crum L. Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // Ultrasound Med. Biol. — 2010. Vol. 36. — P. 250–267.
8. Parsons J., Cain C., Abrams G., and Fowlkes J., Pulse, cavitational ultrasound therapy for controlled tissue homogenization // Ultrasound Med. Biol. — 2006. Vol. 32(1). — P. 115–129.
9. Khokhlova T.D., Canney M.S., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Crum L.A., Bailey M.R. Controlled tissue emulsification produced by high intensity focused ultrasound shock waves and millisecond boiling. // J. Acoust. Soc. Am. — 2011. Vol. 130(5). — P. 3498-3510.
10. Keller J.M., Schade G.R., Ives K., Cheng X., Roso T.J., Piert M., Siddiqui J., Roberts W.W., and Keller E.T. A novel canine model for prostate cancer. // The Prostate — 2013. Vol. 73 — P. 952-959.
11. Perez C., Chen H., Matula T.J., Karzova M.M., Khokhlova V.A. Acoustic field characterization of the Duolith: Measurements and modeling of a clinical shockwave therapy device. // J. Acoust. Soc. Am. — 2013. Vol. 134(2), Pt.2. — P. 1663-1674.
12. Карзова М.М., Аверьянов М.В., Сапожников О.А., Хохлова В.А. Механизмы насыщения нелинейных импульсных и периодических сигналов в фокусированных акустических пучках // Акуст. журн. — 2012. — Т.58, №1 — С. 93-102.
13. Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A., Khokhlova V.A., and Sapozhnikov O.A Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: a combined measurement and modeling approach // J. Acoust. Soc. Am. — 2008. Vol. 124 — P. 2406–2420
14. Bessonova O.V., Wilkens V. Membrane hydrophone measurement and numerical simulation of HIFU fields up to developed shock regimes // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. — 2013. Vol. 60, № 2 — P. 290-300.
15. Бессонова О.В., Хохлова В.А., Кэнни М.С., Бэйли М.Р., Крам Л.А. Метод определения параметров акустического поля в биологической ткани для терапевтических применений мощного фокусированного ультразвука // Акуст. журн. — 2010. — Т. 56, № 3. — С. 380–390.

назад к содержанию

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СПЛАВЕ АЛЮМИНИЯ НА ЕГО УПРУГИЕ СВОЙСТВА

Козлов В.С., Коробов А.И.

Кафедра акустики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

E-mail: kozlov.viktor@physics.msu.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния изменения дефектной структуры в поликристаллическом сплаве алюминия Д16 на его линейные и нелинейные упругие свойства. Изменение дефектной структуры в исследуемом образце вызывается приложением к нему циклических статических механических напряжений растяжения – сжатия – растяжения – сжатия. Исследования упругих свойств исследуемого образца в процессе приложения переменных нагрузок проводились статическим, квазистатическим и динамическим методами. Ультразвуковые измерения проводились импульсным методом. Исследование нелинейных упругих свойств исследуемого материала проводились двумя методами: динамическим спектральным методом по эффективности генерации второй акустической гармоники в поле акустической волны конечной амплитуды на частоте 5МГц и квазистатическим методом по результатам измерения изменения скорости акустических волн в образце в зависимости от приложенного к нему статического давления.

Введение

Наличие неоднородностей и дефектной структуры в твердых телах оказывает существенное влияние на ряд их физических свойств, в том числе на упругие свойства. Дефекты заметно изменяют соотношение между упругим напряжением и деформацией либо из-за сильно нелинейного локального деформирования внешней нагрузкой (дислокации, микротрещины, полости, поры и т.д.), либо вследствие сингулярного поведения внутренних напряжений в их ближайшей окрестности (концентраторы напряжений), либо по другим подобным причинам, включая собственное нелинейное взаимодействие дефектов (скопление дислокаций и др.). В результате такого поведения дефектной структуры реальный материал в целом обнаруживает нелинейные упругие свойства даже при относительно слабых действующих напряжениях. При этом оказывается, что упругая нелинейность, связанная с дефектами и нарушением сплошности материала (структурная или т.н. «неклассическая» нелинейность), может существенно (на 2-4 порядка) превышать нелинейность, связанную с ангармонизмом сил межмолекулярного взаимодействия[1]. В отличие от физической нелинейности структурная нелинейность является локальной и имеет пороговый характер, т.е. ее величина определяется состоянием и величиной дефектов в каждой точке материала. В [2-3] рассмотрены и проанализированы возможные механизмы структурной нелинейности в твердых телах.

Основополагающая работа, в которой экспериментально исследовано влияние дефектной структуры на нелинейные упругие свойства кристаллов, была выполнена В.А. Красильниковым вместе с Л.К. Зарембо и А.А. Гедройцем [4]. Авторы экспериментально показали, что существенное влияние на нелинейные упругие свойства твердых тел оказывает неоднородность внутренней структуры материала: дислокации, микротрещины, локальные внутренние напряжения. В [4] впервые экспериментально наблюдалась вторая сдвиговая гармоника в изотропных поликристаллических металлах с дефектами. В [5] исследовалась зависимость амплитуды второй гармоники от числа циклов переменной растягивающей силы для поликристаллического алюминия. После определенного числа циклов образец разрушался. Авторами было установлено возрастание амплитуды второй гармоники при увеличении «усталости» материала. Кроме того, исследована зависимость

параметра нелинейности, скорости звука и декремента затухания от числа циклов. Было выявлено, что нелинейный упругий параметр существенно изменяется уже при начальных стадиях проведения испытаний, в то время как скорость звука и декремент затухания остаются сравнительно постоянными большую часть времени испытаний. В работе [6] динамическим методом, основанным на модуляции звука вибрациями, было проведено исследование акустической нелинейности стальных образцов, подвергнутых значительным деформациям на разрывной машине. Приводятся результаты испытаний пяти образцов с различной степенью деформации. Авторы наблюдали заметный рост нелинейного параметра Г с возрастанием нагрузки и, следовательно, с увеличением степени дефектности структуры. В [7-8] экспериментально исследовалось влияние внешних статических деформаций на нелинейные акустические свойства поликристаллических образцов медной проволоки, прошедших различную термическую обработку. Авторами установлена корреляция между упругими свойствами и внутренней структурой образцов, выявлен значительный вклад структурной нелинейности в области пластической деформации вследствие увеличения дислокаций и фрагментации кристаллитов.

Целью настоящей работы является исследования влияния изменения дефектной структуры в поликристаллическом сплаве алюминия Д16 на его линейные и нелинейные упругие свойства. Изменение дефектной структуры в исследуемом образце вызывалось приложением к нему циклических статических механических напряжений растяжения – сжатия – растяжения – сжатия.

Экспериментальная установка и исследуемые образцы

Экспериментальная установка для исследования нелинейных упругих свойств была разработана на базе ультразвуковой автоматизированной системы Ritec RAM-5000. Блок-схема экспериментальной установки, параметры экспериментального образца и графический интерфейс программы управления приведены на рис. 1.

В ультразвуковой системе реализован импульсный метод измерения. Комплекс позволяет исследовать как линейные, так и нелинейные упругие свойства образцов. Для исследования нелинейных упругих свойств твердых тел в комплексе реализован динамический спектральный метод, заключающийся в исследовании эффективности генерации второй акустической гармоники на частоте 2f=10MHz при распространении ОАВ конечной амплитуды на частоте f=5MHz. В работе для исследования упругих свойств поликристаллическго сплава алюминия Д16 использовались продольные объемные волны. Их возбуждение и прием проводился с помощью посеребренных пластинок из ниобата лития Y-36^0 среза с резонансными частотами 5 МГц и 10 МГц. Пластинки поджимались к образцу через слой акустической смазки.

На образец подавались ВЧ-импульсы с регулируемой амплитудой длительностью в несколько микросекунд и частотой заполнения 5 МГц. На приемном преобразователе наблюдалось серия акустических импульсов. Измерение длины образца L и времени τ_0 между зондирующим и первым прошедшим импульсом позволяло определить скорость акустических волн V_0= L/τ_0. Для исключения паразитных высокочастотных компонент зондирующий сигнал проходил через фильтр низких частот. Сигнал, прошедший через образец поступал на 2 канала приемника системы: на первый канал поступала первая гармоника, а на второй - предварительно прошедший через фильтр высоких частот сигнал второй гармоники. Это позволяло проводить одновременные измерения амплитуды и фазы обеих гармоник в зависимости от внешнего давления, приложенного к образцу. С помощью графического интерфейса экспериментальной установки на персональном компьютере снимались и архивировались данные об амплитуде и фазе сигналов с обоих каналов. Частота повторения импульсов составляла 10 Гц. Для наблюдения всех сигналов в реальном

масштабе времени использовался четырехканальный цифровой осциллограф, синхронизированный с генератором зондирующих импульсов.

Исследуемые образцы представляли собой выточенные из сплава D-16 штанги, с диаметром поперечного сечения деформируемой части равным 10 мм, и длиной 60 мм. Скорость продольных упругих волн в образце до его деформации была измерена импульсным методом, и она составила (6370 ±30) м/с. Образец крепился в специальное устройство, которое позволяло преобразовать силу сжатия, создаваемую гидравлическим домкратом, в силу растяжения. Экспериментальный блок с образцом, домкратом и датчиками крепился в специальной стальной раме (рис.1).

Для измерения силы, прикладываемой к образцу, и изменения его длины, использовались электромеханические датчики, которые вырабатывали постоянные напряжения, пропорциональные силе и изменению длины образца. Эти напряжения оцыфровывались аналогово-цифровыми преобразователями (АЦП-1 и АЦП-2) и поступали в компьютер для автоматической регистрации результатов измерения.

Для управления установкой с помощью персонального компьютера и обработки экспериментальных результатов использовался специальный пакет программ с графическим интерфейсом. Данный графический интерфейс позволял одновременное проведение статических и ультразвуковых измерений с дальнейшим их архивированием и обработкой на персональном компьютере.

Разработанная экспериментальная установка позволяла проводить одновременные исследования упругих свойств тведых тел статическим, квазистатическим и динамическим методами.

1. Статический метод основан на измерении зависимости деформации ε в исследуемом образце от величины приложенного к нему механического напряжения σ.

2. Квазистатический метод, или метод Терстона-Браггера для измерения коэффициентов упругости третьего порядка, основан на измерении зависимости скорости упругих волн в твердом теле от величины приложенного к нему внешнего статического давления.

3. Динамический метод заключается в определении спектральных характеристик акустической волны конечной амплитуды, прошедшей через исследуемый материал.

Для описания распространения акустических волн конечной амплитуды в изотропном твердом теле воспользуемся уравнением движения:

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial x},$$

а также уравнением состояния:

$$\sigma = C\varepsilon + \frac{1}{2} C^{н} \varepsilon^2,$$

где σ – механическое напряжение, U – вектор смещения, $\varepsilon = \frac{\partial U}{\partial x}$ – деформация, $C, C^{н}$ – коэффициенты упругости 2,3 порядков соответственно.

Решение такой системы для нашего случая известно:

$$U = U_{01} \sin(wt - kx) + \left(\frac{C^{н}}{C} \frac{k^2}{8} U_{01}^2 x\right) \sin(2wt - 2kx),$$

где $\frac{C^{н}}{C}$ - квадратичный параметр акустической нелинейности.

Зависимости амплитуд 2-ой гармоники U_{02} от амплитуды 1-ой гармоники U_{01} определяется следующим выражением:

$$U_{02} = \frac{C^{н}}{C} \frac{k^2}{8} U_{01}^2 x$$

Как видно в материалах с классической нелинейностью амплитуда второй гармоники U_{02} пропорциональна квадрату амплитуды первой гармоники $(U_{01})^2$.

В материалах с «неклассической» нелинейностью зависимости амплитуд второй гармоники от амплитуды основной частоты могут быть иными.

Экспериментальные результаты их анализ

В работе одновременно исследовались экспериментальные зависимости механического напряжения, амплитуды и фазы первой и второй упругих гармоник от величины деформации образца. Видно, что при деформациях превышающих ε=0,015 начинается область пластических деформаций (рис. 2). Для данного образца при деформации ε=0,09 была проведена разгрузка – нагрузка и в последующем он был доведен до разрыва. Характер разрушения был хрупким.

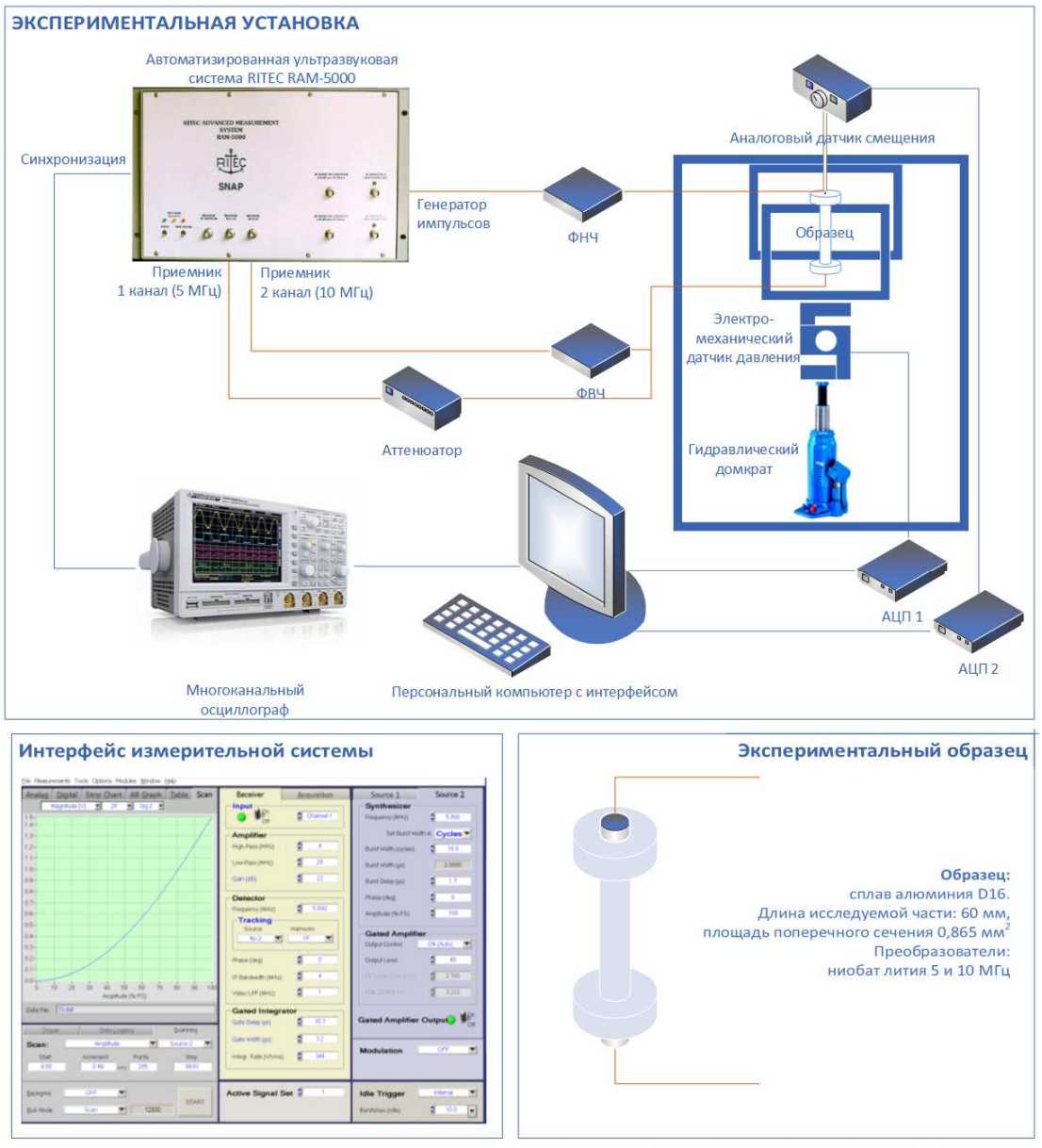


Рис. 1. Блок-схема экспериментальная установки

В начальной области упругих деформаций ($\varepsilon < 0{,}007$) наблюдается уменьшение величины амплитуд первой и второй упругих гармоник (рис. 3). Далее начинается существенное влияние структурной нелинейности на поведение второй

гармоники: в конце упругой области и в области перехода в зону пластической деформации при (ε ≈ 0,015) 2 гармоника испытывает существенный рост, не характерный для классической нелинейности.

Предполагается, что в этой области деформаций на упругую нелинейность оказывают влияние увеличение числа микротрещин и дислокаций, а также межзеренные границы в поликристаллическом образце. При переходе в пластическую область рост гармоники замедляется. Это связано с тем, что помимо увеличения количества дефектов, в частности, микротрещин, происходит увеличение их (микротрещин) размеров. Это приводит к уменьшению механического напряжения в устьях трещин [1, 3, 9], и, как следствие, к уменьшению нелинейного упругого эффекта, который оказывают растущие в размерах трещины. Таким образом, конкурируют два процесса: появление новых микротрещин и увеличение размеров уже имеющихся в образце микротрещин.

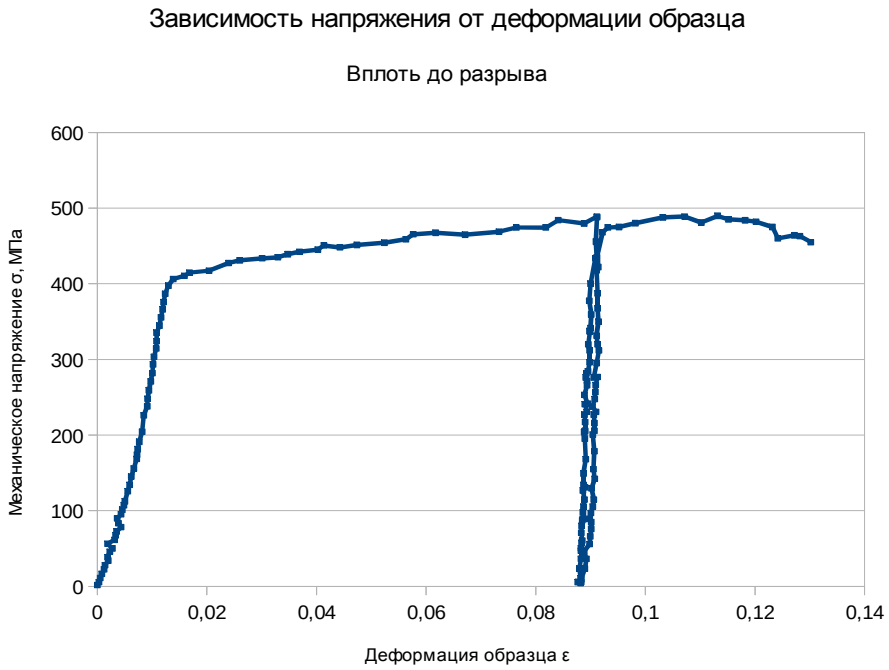


Рис. 2. Нагрузочная кривая σ=σ(ε) в поликристаллическом образце Д16

При больших деформациях ($\varepsilon > 0{,}045$) начинается постепенное уменьшение второй гармоники – материал претерпевает существенные изменения в своей структуре, а именно: близлежащие микротрещины объединяются, образуя микроразрывы, несплошности и крупные дислокации.

Характерные зависимости амплитуд 1, 2 акустических гармоник от амплитуды основной частоты при фиксированном механическом напряжении (деформации образца) показаны на рис. 4. Для проведения анализа результатов спектрального анализа экспериментальные зависимости амплитуды 2 гармоники от амплитуды основной волны строились в двойном логарифмическом масштабе и аппроксимировались линейной зависимостью (рис. 5).

В аналитическом представлении это выглядит следующим образом. Логарифмируется выражение для амплитуды гармоники:

$$U_{02} = \frac{c^n}{c}\frac{k^n}{8}U_{01}^n x\,,$$

$$\ln(U_{02}) = \ln(K) + \ln(\Gamma) + n \cdot ln(U_{01})$$

где $\frac{k^n}{8}x = K, \quad \frac{c^n}{c} = \Gamma.$

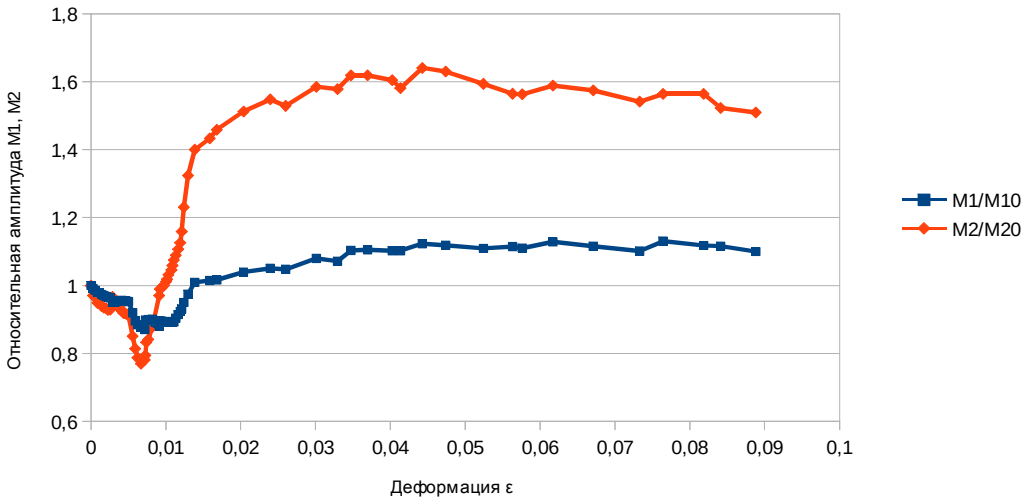


Рис. 3. График зависимости амплитуд 1 и 2 гармоник от деформации.

Логарифмическая зависимость хорошо апроксимируется прямой линией:

$$y = ax + b,$$

где $a = n,\ b = \ln(K) + \ln(\Gamma),\ b - b_0 = \ln(\Gamma) - \ln(\Gamma_0),\ \frac{\Gamma}{\Gamma_0} = e^{b-b_0}.$

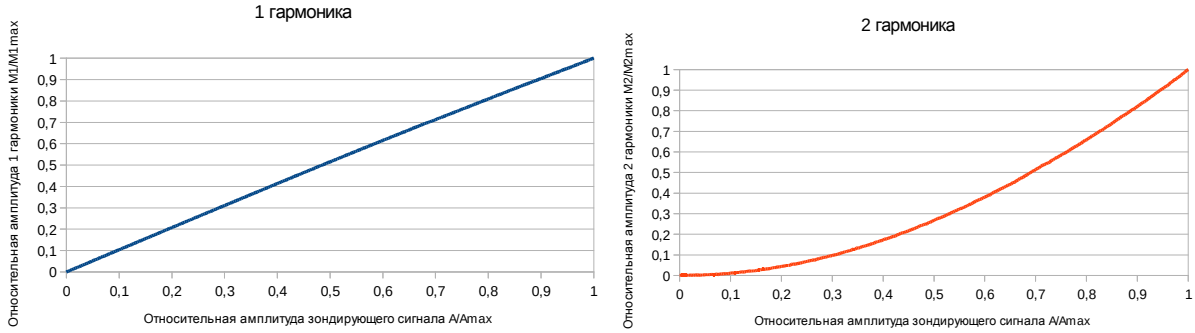


Рис. 4. Характерные зависимости относительных амплитуд 1 и 2 гармоник от амплитуды зондирующего импульса.

Таким образом, по тангенсу угла наклона аппроксимирующей прямой линии можно определить показатель степени *n*, а по величине *(b-b$_0$)* - получить информацию об изменении нелинейного параметра Г. Экспериментально при увеличении механического напряжения с шагом 5 МПа измерялась зависимость амплитуды второй гармоники от амплитуды зондирующей волны (рис. 4). На рис 5 приведены зависимости амплитуды гармоник от амплитуды зондирующего импульса в двойном логарифмическом масштабе. Это позволило определить зависимость показателя n от механического напряжения, приложенного к образцу (рис. 6). Как видно на рис. 6 при увеличении деформации в интервале $\varepsilon =$ 0,006-0,015 наблюдается уменьшение показателя степени n с 2 до 1,2, то есть амплитуда 2 гармоники в этой области механических деформаций не пропорциональна квадрату амплитуды сигнала основной частоты. Это указывает на появление в образцах поликристаллического сплава алюминия Д16 значительной структурной упругой нелинейности.

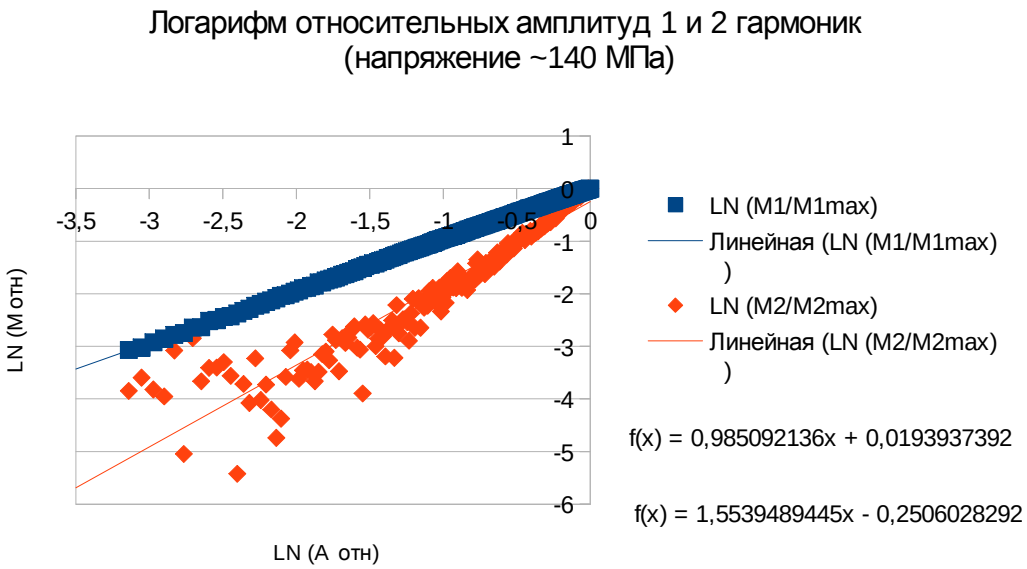


Рис. 5. Пример зависимости относительных амплитуд гармоник от амплитуды зондирующего импульса в двойном логарифмическом масштабе.

Рис. 6. График зависимостей степенных показателей гармоник от деформации образца

Одновременно с амплитудой измерялась фаза акустического сигнала. Это позволило определить изменения фазовой скорости $\Delta V / V_0(\varepsilon)$ волны от деформации ε.

$$\Delta V / V_0 = \varepsilon - \Delta\tau / \tau_0 = \varepsilon - \Delta\varphi / (2\pi f \tau)$$

Для второго образца вместе с графиком зависимости механического напряжения от деформации на рис. 7 приведена зависимость относительного изменения скорости продольной упругой волны от деформации.

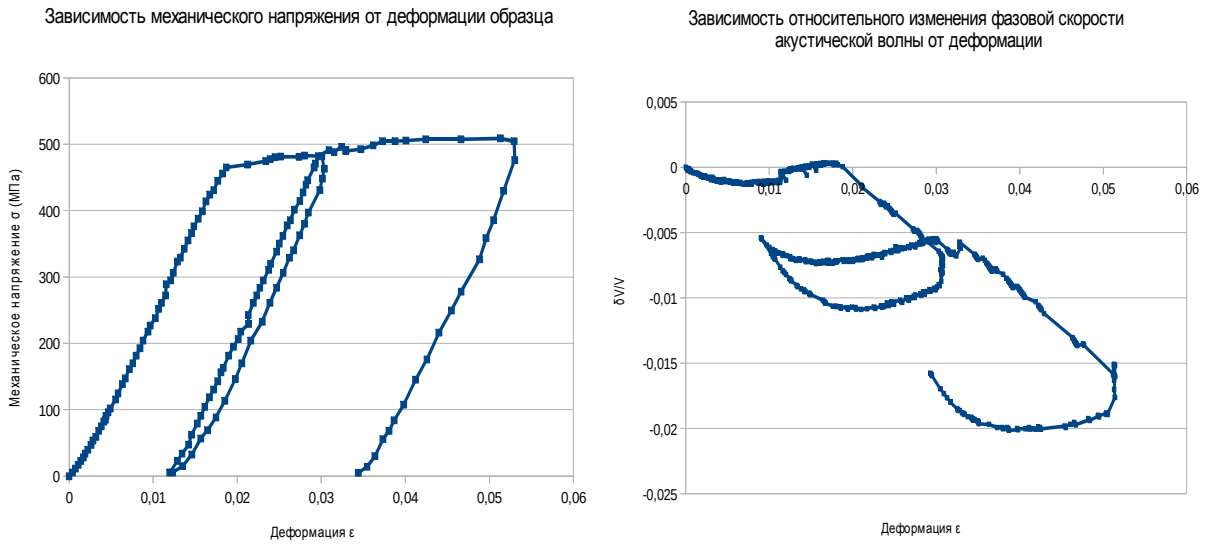


Рис. 7. Зависимость механического напряжения от деформации для 2 образца и относительного изменения в нем фазовой скорости от деформации.

Измерение изменения фазовой скорости $\Delta V / V_0(\varepsilon)$ позволило найти зависимость коэффициента упругости 2 порядка от деформации.

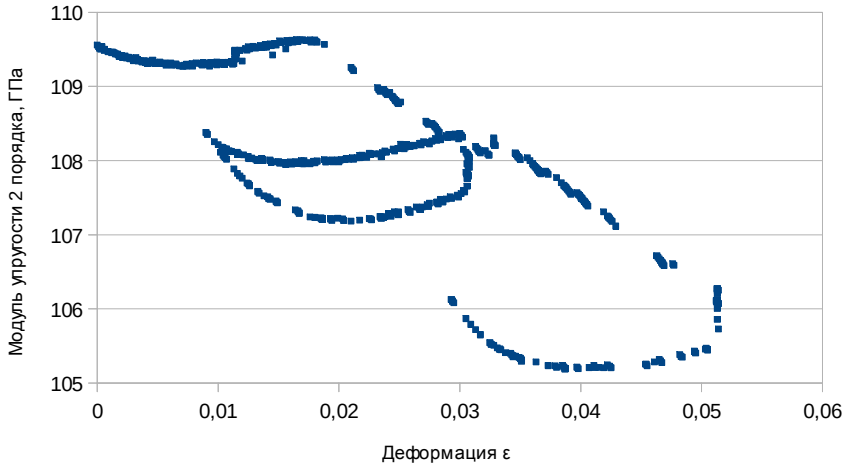


Рис. 8. Зависимость коэффициента упругости 2 порядка от деформации.

$$C(\varepsilon) = \rho V_0^2 \left[1 + 2\frac{\Delta V(\varepsilon)}{V_0} + \left(\frac{\Delta V(\varepsilon)}{V_0} \right)^2 \right]$$

Результаты расчетов приведены на рис. 8. Для динамического коэффициента упругости 2 порядка наблюдалось его уменьшение на 4%. При этом в области разгрузки-нагрузки наблюдался гистерезисный характер зависимости коэффициента упругости 2 порядка от деформации.

Основные результаты

Разработана методика для одновременного исследования линейных и нелинейных упругих свойств твердых тел статическими, квазистатическими и динамическими методами. В образцах поликристаллического сплава аллюминия Д16 проведены экспериментальные исследования зависимости механического напряжения,

амплитуд и скоростей первой и второй упругих гармоник от величины деформации образца. Обнаружено, что в начальной области упругих деформаций ($\varepsilon < 0{,}007$) наблюдается уменьшение величины амплитуд первой и второй упругих гармоник (Рис. 3). Уменьшение амплитуды второй гармоники связано с уменьшением амплитуды 1 гармоники, которое вызвано увеличением поглощения упругих волн в этой области деформаций. Увеличение поглощения упругих волн вызвано появлением микротрещин и увеличением количества дислокаций. В области перехода в зону пластической деформации при ($\varepsilon \approx 0{,}015$) 2 гармоника испытывает существенный рост, не характерный для классической нелинейности. При увеличении деформации в интервале $\varepsilon =$ 0,006-0,015 наблюдается уменьшение показателя степени n, характеризирующий степенную зависимость амплитуды второй гармоники от амплитуды основной частоты с 2 до 1,2, то есть зависимость амплитуды 2 гармоники в этой области механических напряжений не пропорциональна квадрату амплитуды сигнала основной частоты. Это указывает на появление в образцах поликристаллического сплава алюминия Д16 значительной структурной упругой нелинейности.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00042).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О.В. Руденко Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики, // Успехи физических наук. (2006) Т.176, № 1. С. 77-95.
2. Руденко О.В. Нелинейные методы в акустической диагностике. Дефектоскопия. (1993). №8. С.24-32 .
3. Руденко, А.И. Коробов, М.Ю. Изосимова. Нелинейность твердых тел с микро- и наномасштабными дефектами и особенности ее макроскопических проявлений. Акуст. Журнал. (2010) 56, с. 172-178.
4. Гедройц А.А., Заремба Л.К., Красильников В.А. ДАН СССР (1963) т.150 С. 515-518
5. Гиц И.Д., Гущин В.В., Конюхов Б.А. Акуст.журн. (1973) т.19, №3, С.335-338
6. Коротков А.С., Славинский М.М., Сутин А.М. Акуст.журн. (1994) т.40, №1, С.84-87
7. Коробов А.И., Экономов А.Н. Акустический журнал, 2002, т.48, №4, С.640-648
8. Коробов А.И., Бражкин Ю.А., Нин Ван Акуст. Журн. 2005, т. 51, с. 663-671
9. Солодов И.Ю., Чин Ан Ву Акуст. журн. 1993, т.39, №5 с. 904-910

назад к содержанию

НЕЛИНЕЙНЫЙ УПРУГИЙ ПАРАМЕТР ДИФОСФИДА КАДМИЯ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА СОИЗМЕРИМАЯ-НЕСОИЗМЕРИМАЯ ФАЗА

Одина Н.И., Полюшко А.С.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики, Москва

E-mail: niodina@mail.ru

Приводятся результаты экспериментального исследования нелинейных упругих свойств монокристалла дифосфида кадмия в области фазового перехода соизмеримая-несоизмеримая фаза при температуре 305-318 К. Измерения производились фотоакустическим методом при лазерном гармоническом возбуждении и пьезоэлектрической регистрации в области температур 280-330 К. В интервале температур 305-318 К на температурной зависимости амплитуды фотоакустического сигнала, пропорциональной нелинейному параметру, обнаружена аномалия, которая связывается с протеканием фазового перехода соизмеримая-несоизмеримая фаза. Проводится обсуждение полученных результатов.

Дифосфид кадмия тетрагональной модификации CdP_2, как и его гомолог дифосфид цинка, в интервале температур 80-400 К претерпевает последовательность фазовых переходов соизмеримая - несоизмеримая фаза [1-5]. Дифосфид кадмия является полупроводником группы $A^{II}B^{V}$ и в тетрагональной модификации имеет пространственную группу симметрии 422 [6]. Как в соизмеримой, так и в несоизмеримой фазе в кристаллической решетке дифосфидов кадмия и цинка присутствует сверхструктура, причем в соизмеримой фазе ее период кратен исходному периоду решетки, а в несоизмеримой – некратен. В области фазовых переходов многие физические величины испытывают характерные скачки [1-5, 7], и общая последовательность фазовых переходов часто называется «дьявольской лестницей» [2].

В настоящей работе для монокристалла CdP_2 было проведено экспериментальное исследование температурной зависимости амплитуды фотоакустического сигнала, пропорциональной нелинейному параметру, в области одной ступеньки «дьявольской лестницы» в интервале температур 280-330 К.

Предварительно для оценки качества выращенного образца CdP_2 и его пригодности для дальнейших измерений в области той же ступеньки была экспериментального измерена температурная зависимость скорости продольного ультразвука частотой 5 МГц. Измерения производились на установке, описанной в [8].

Исследуемый образец был вырезан из монокристалла CdP_2, выращенного методом Бриджмена, и представлял собой прямоугольный параллелепипед размерами порядка 2*3*4 мм. Продольная волна частотой 5 МГц запускалась в направлении [001]. Измерения производились при охлаждении. Была экспериментально измерена зависимость относительного изменения скорости продольной волны v_{001}^{001} от температуры в интервале температур 280 – 330 К. В интервале температур 305-318 К был обнаружен двойной минимум, аналогичный тем, которые наблюдались ранее в дифосфиде кадмия и его гомологе дифосфиде цинка [4, 5, 8].

Основной задачей было измерение нелинейного упругого параметра в области фазового перехода. Для этой цели был использован фотоакустический (ФА) метод при пьезоэлектрической регистрации. В этом случае снимаемое с обкладок пьезодатчика напряжение U имеет вид [9]:

$$U \approx \frac{P_{погл}}{f\, l\rho}\left[\frac{\alpha B}{c_p}\right].$$

Здесь $P_{погл}$ - поглощенная оптическая мощность, f - частота модуляции интенсивности света, ρ и l - плотность и толщина образца, c_p - теплоемкость при постоянном давлении, α - линейный коэффициент теплового расширения, B - модуль объемной упругости.

Выражение в квадратных скобках с точностью до разности между теплоемкостью при постоянном давлении и постоянном объеме (которая в случае твердых тел достаточно мала) пропорционально параметру Грюнайзена:

$$\gamma = \frac{\beta B}{c_V} = \frac{3\alpha B}{c_V}\ , \qquad (1)$$

где $\beta = 3\alpha$ - объемный коэффициент теплового расширения, c_V - теплоемкость при постоянном объеме.

Такую простую модель к полупроводниковым образцам можно применять только в термоупругой области, когда электроно-дырочная подсистема не оказывает воздействия на величину ФА сигнала [10]. Для этого исследуемый образец покрывался тонким слоем сажи такой толщины, чтобы свет в нем полностью поглощался и источник был чисто тепловым. Кроме того, использование поглощающего слоя устраняет зависимость ФА сигнала от коэффициента оптического поглощения образца. Такая модель двухслойного образца использовалась ранее для исследования диэлектриков, и эксперимент показал, что наличие тонкого второго слоя не сильно искажает поведение ФА сигнала в области фазового перехода [11].

Для проведения исследований была использована ранее разработанная в лаборатории фотоакустическая установка. Для освещения образца использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны 630 нм и мощностью 25 мВт. Свет через оптический волновод передавался от излучателя к образцу, размещенному в низкотемпературной вставке. Ячейка помещалась в латунный термостат, который монтировался на трубке из нержавеющий стали (для уменьшения теплоотвода), внутри которой проходили электрические кабели и оптический волновод. На верхнем конце вертикально расположенной трубки располагались разъёмы для подключения кабелей. для регистрации фотоакустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь, сигнал с обкладок которого подавался на вход синхронного усилителя. Синхронный детектор определял амплитуду и фазу фотоакустического сигнала и передавал их в компьютер. Для получения данных в режиме реального времени и управления ходом эксперимента была написана программа на языке C++. Эксперименты производились при охлаждении. После нагревания образец выдерживался при высокой температуре в течение 15 минут. Скорости нагрева составляла в области перехода порядка 1 град/мин. Измерения производились с интервалом в 6 с.

Экспериментально измеренная температурная зависимость амплитуды фотоакустического сигнала в монокристалле CdP_2 в области температур 280-330 К приведена на рис.1. Видно, что в области температур 305-318 К имеется аномалия в виде провала с небольшими пиками по краям. На контрольном образце, выполненном из дюралюминия, в этом температурном интервале никаких особенностей отмечено не было. Это позволяет связать аномальное поведение амплитуды ФА сигнала в дифосфиде кадмия в исследованном интервале температур с фазовым переходом соизмеримая – несоизмеримая фаза.

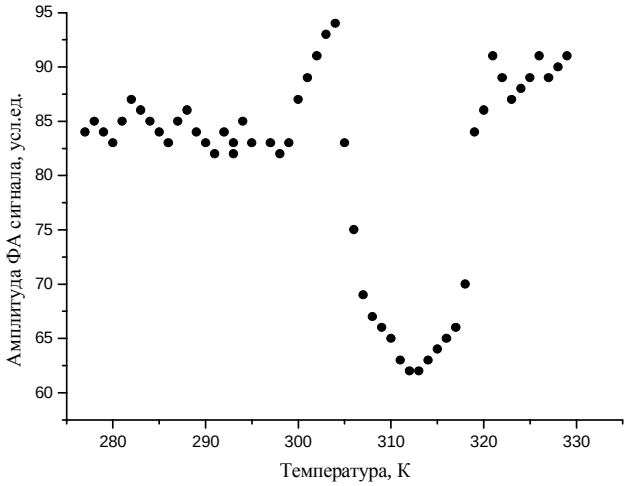


Рис. 1. Зависимость амплитуды ФА сигнала от температуры.

Однако определить величину нелинейного параметра в области несоизмеримой фазы из этого измерения нельзя. Действительно, известно, что коэффициент теплового расширения в области несоизмеримой фазы обращается в ноль, однако на приведенном графике амплитуда фотоакустического сигнала в ноль не обращается. Это связано с тем, что при нулевом тепловом расширении роль в генерации фотоакустического сигнала начинает играть его градиент [9]. Таким образом, из этих измерений можно определить только относительное изменение нелинейного параметра при приближении к несоизмеримой фазе со стороны высоких и низких температур.

Поскольку температурная зависимость физических величин, входящих в формулу (1), имеются в литературе, по литературным данным можно вычислить нелинейный параметр и сравнить его поведение с экспериментально измеренной зависимостью ФА сигнала от температуры. В настоящей работе по литературным данным [1, 7] вычислено отношение коэффициента теплового расширения к теплоемкости α / c_p, которое вносит наибольший вклад в изменение нелинейного параметра в области фазового перехода. Эта зависимость приведена на рис. 2.

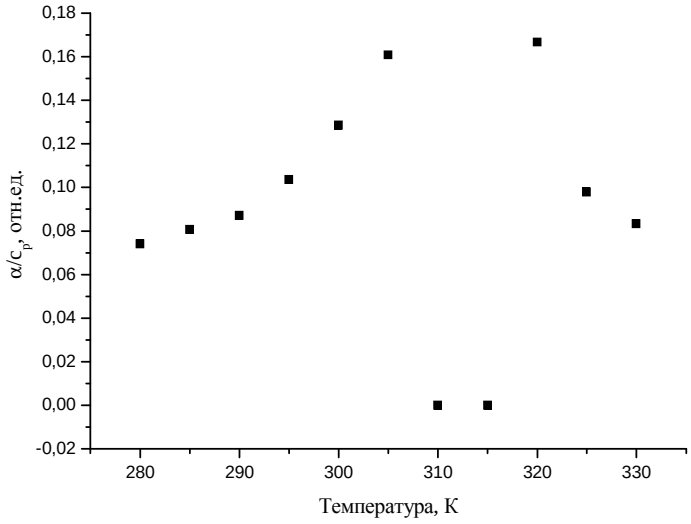


Рис. 2. Температурная зависимость отношения коэффициента теплового расширения к теплоемкости α / c_p по данным [1,7].

Видно, что имеется качественное соответствие рассчитанной величины с результатами ФА измерений: при приближении со стороны соизмеримых фаз происходит нарастание α / c_p, а в области несоизмеримой фазы имеется провал. Также видно, что масштаб изменений рассчитанной величины α / c_p значительно больше, чем измеренной амплитуды ФА сигнала. Это может быть связано с тем, что поглощающий слой местами был слишком тонким и произошла частичная засветка.

Проведенные измерения позволяют сделать вывод о том, что из фотоакустических данных можно рассчитать температурную зависимость относительного изменения нелинейного параметра при приближении к несоизмеримой фазе со стороны высоких и низких температур.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-283.2014.2 и гранта РФФИ № 12-02-00507-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шелег А.У., Новиков В.П. Фазовые переходы в тетрагональном CdP2 // ФТТ — 1982. — Т. 24. — С. 3508-3511.
2. Manolikas C., van Tendeloo J., Amelinckx S. The “Devil’s Staircase” in CdP2 and ZnP2 // Phys. stat. sol.(a). — 1986. — V. 97. — P. 87-102.
3. Зарецкий В.В., Сошников Л.Е., Хасанов С.С., Шехтман В.Ш. Новые особенности в температурных зависимостях некоторых физических свойств тетрагонального дифосфида кадмия // ФТТ — 1988. — Т. 30. — С. 952-956.
4. Sheleg A.U., Soshnikov L.E., Plyushch O.B. Thermal Expansion and Elastic Properties of the Crystals with Modulated Structure // Phase Transitions. — 1989. — V. 16/17. — P. 463-467.
5. Soshnikov L.E., Trukhan V.M., Golyakevich T.V., Soshnikova H.L. Elastic and dielectric properties of $A^{II}B^{V}$ (A=Cd or Zn, B=P or As) single crystas // Crystallography reports. — 2005. — V. 50. — Suppl. 1. — S37- S45.
6. Лазарев В.Б., Шевченко В.Я., Гринберг Л.Х., Соболев В.В. Полупроводниковые соединения группы A(II)B(IV). М.: Наука, 1976. — 256 с.
7. Шелег А.У., Теханович Н.П., Якубенко Т.И. Теплоемкость дифосфида кадмия в интервале температур 6-400 К // Неорганические материалы — 1987. — Т. 23. — С. 714-716.
8. Одина Н.И., Семенова А.Н. Упругие свойства дифосфида цинка в области структурного фазового перехода соизмеримая-несоизмеримая фаза // Сб. трудов научной конференции «Сессия научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского Акустического Общества. — 2012. — Т.1. — С. 49-51.
9. Biswas A., Ahmed T., Johnson K.W., Telschow K.L., Crelling J.S., Myers J.M. Thermal characterization of coal using piezoelectric photoacoustic microscopy // Can J. Phys. — 1986. — V.64. — № 9. —P.1184-1189.
10. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. — 304 с.
11. Коробов А.И., Одина Н.И., Коробов А.И., Семенов Д.Н., Кныш А.Н., Агеева А.В. Автоматизированная установка для исследования анизотропии параметра Грюнайзена твердых тел в интервале температур 77-350 К фотоакустическим методом. // Приборы и техника эксперимента. — 2008. — №2. — С. 153-158.

назад к содержанию

ПИЛООБРАЗНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ГИСТЕРЕЗИСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Назаров В.Е., Кияшко С.Б.

Институт прикладной физики РАН, 603950, Нижний Новгород, Ульянова, 46
E-mail: nazarov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Проведены исследования распространения периодических пилообразных волн в недиспергирующих средах с квадратичной упругой и гистерезисной нелинейностью. Из сравнения точных решений для пилообразных волн и их спектральных характеристик выявлены закономерности нелинейных акустических эффектов в таких средах. Показано, что, в отличие от среды с упругой квадратичной нелинейностью, в гистерезисных средах могут проявляться эффекты нелинейной дисперсии.

Акустические свойства многих микронеоднородных твердых тел, в частности, поликристаллов, характеризуются гистерезисной нелинейностью, связанной с наличием различных дефектов – дислокаций, трещин, границ зерен и т.д.. Различают два основных типа акустических гистерезисов – упругий и неупругий (или пластический) [1]; они существенно отличаются друг от друга. Гистерезисная нелинейность качественно отличается и от “классической” квадратичной упругой нелинейности однородных сред [2,3], поэтому и закономерности нелинейных эффектов, возникающих при распространении интенсивных акустических волн в гистерезисных и негистерезисных средах, также качественно отличаются друг от друга [1]. Это проявляется в том, что первоначально одинаковые волны в таких средах искажаются по-разному. Знание этих закономерностей необходимо для описания и объяснения результатов экспериментальных исследований нелинейных волновых процессов в различных средах и определения нелинейного уравнения состояния среды.

В настоящей работе проводится теоретическое исследование и сравнительный анализ распространения и эволюции пилообразных волн в гистерезисных средах и в среде с квадратичной упругой нелинейностью.

Уравнение состояния нелинейной среды для продольных напряжений σ и деформаций ε (без учета линейной диссипации) можно представить в виде:

$$\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)], \qquad (1)$$

где E - модуль упругости, $f(\varepsilon)$ - нелинейная функция, $|f_\varepsilon(\varepsilon)| << 1$.

Подставляя уравнение (1) в уравнение движения [3] $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, получим одномерное уравнение для простых волн деформации $\varepsilon(x,t)$:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{1}{2C_0}\frac{\partial}{\partial \tau}\{f(\varepsilon)\}, \qquad (2)$$

где $\tau = t - x/C_0$, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$, U - смещение, $\varepsilon(x,t) = U_x(x,t)$, ρ - плотность.

Граничное условие для одного периода ($0 \le \theta \le 2\pi$, $\theta = \omega\tau$, ω - частота) периодической пилообразной волны зададим в следующем виде (Рис.1):

$$\varepsilon(0,\theta) = \frac{2\varepsilon_0}{\pi}\begin{cases}\theta, & -\pi/2 < \theta < \pi/2;\\ \pi - \theta, & \pi/2 < \theta < 3\pi/2.\end{cases} \qquad (3)$$

Вначале кратко опишем распространение пилообразной волны (3) в среде с квадратичной нелинейностью, когда $f(\varepsilon) = (\gamma/2)\varepsilon^2$, γ - параметр нелинейности, $|\gamma\varepsilon| << 1$. До координаты $x \le x_S = \pi/|\gamma|k\varepsilon_0$ (или $z \le z_S = \varepsilon_0^{-1}$) образования

неоднозначности и возникновения разрыва в волне, форма одного ее периода определяется выражением [2]:

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{2\varepsilon_0}{\pi}\cdot\begin{cases}\dfrac{\theta}{1+\varepsilon_0 z}, & \theta_m^-(x)\le\theta\le\theta_m^+(z);\\ \dfrac{\pi-\theta}{1-\varepsilon_0 z}, & \theta_m^+(z)\le\theta\le\theta_m^-(z)+2\pi,\end{cases} \tag{4}$$

где $z=\gamma kx/\pi$, $k=\omega/C_0$, $\theta_m^{\pm}(z)=\pm\dfrac{\pi}{2}[1+\varepsilon_0 z]$ - фазы “изломов” пилообразной волны (4).

После возникновения разрыва (при $z>z_S$) волна перестает быть простой и уже не является решением уравнения (2). Однако и при $z>z_S$ волна $\varepsilon(z,\theta)$ также будет пилообразной, а ее форма (Рис.1) и амплитуда $\varepsilon_m(z)$ будут определяться следующими выражениями:

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{2}{\pi}\frac{\varepsilon_0\theta}{1+\varepsilon_0 z},\ -\pi\le\theta\le\pi,\ \varepsilon_m(z)=\frac{2\varepsilon_0}{1+\varepsilon_0 z}. \tag{5}$$

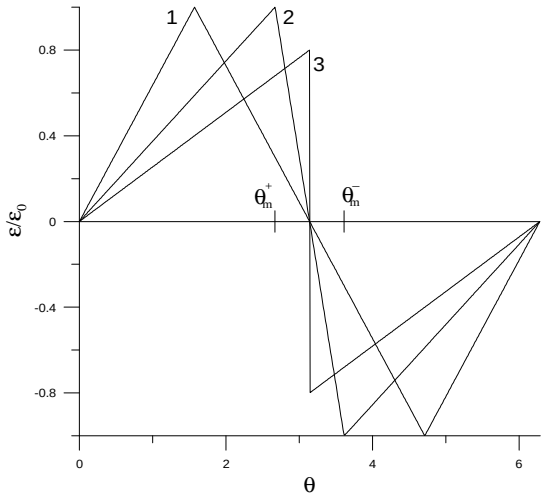


Рис.1. Форма пилообразной волны в среде с упругой квадратичной нелинейностью на различных расстояниях z: $z=0$ - 1, $z<z_S$ - 2, $z>z_S$ - 3.

Представим пилообразные волны (4), (5) в виде рядов Фурье. До ($z\le z_S$) и после ($z>z_S$) образования разрывов соответственно имеем:

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{8\varepsilon_0}{\pi^2(1+\varepsilon_0 z)(1-\varepsilon_0 z)}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin n\theta_m^+(z)}{n^2}\sin n\theta,\ z\le z_S, \tag{6}$$

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{4\varepsilon_0}{\pi(1+\varepsilon_0 z)}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{n}\sin n\theta,\ z>z_S. \tag{7}$$

Из выражений (6), (7) видно, что все гармоники пилообразной волны (и до и после возникновения в ней разрыва) распространяются с одной и той же скоростью, равной C_0. Это соответствует тому, что среда с квадратичной упругой нелинейностью не обладает нелинейной дисперсией [2]. На Рис.2 и Рис.3 приведены зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ гармоник от расстояния z (при $\varepsilon_0=10^{-4}$) и от ε_0 (при $z=2\cdot10^4$). Видно, что с ростом z амплитуда $\varepsilon_1(z)$ первой гармоники монотонно уменьшается: при $z\le z_S=\varepsilon_0^{-1}=10^4$ ее энергия уходит на генерацию высших гармоник, а при $z>z_S$ происходит нелинейное затухание волны. Амплитуды $\varepsilon_{2n}(z)$ четных гармоник вначале

растут от нуля, достигают максимумов, а затем уменьшаются, при этом до координаты образования разрыва $z \le z_S$ амплитуды $\varepsilon_{2n\ge4}(z)$ испытывают пространственные биения (до нуля).

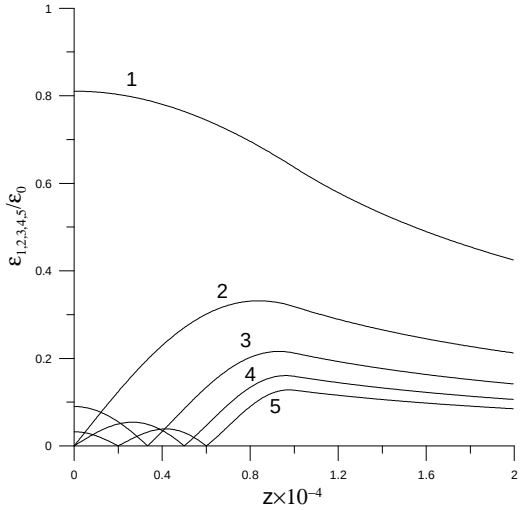


Рис.2. Зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ *первых гармоник от расстояния* z *при* $\varepsilon_0 = 10^{-4}$.

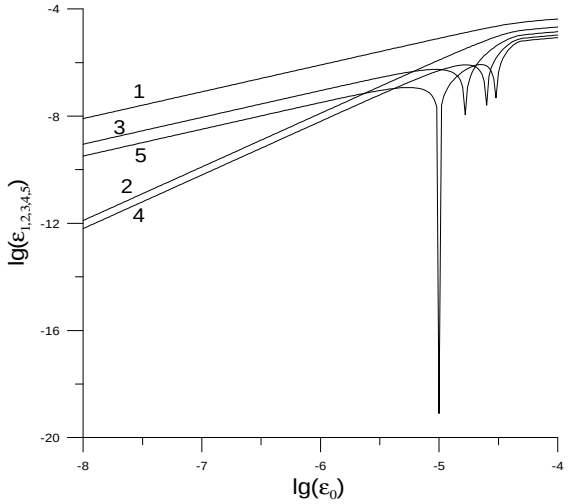


Рис.3. Зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ *первых гармоник от* ε_0 *при* $z = 2 \cdot 10^4$.

Амплитуды $\varepsilon_{2n+1}(z)$ нечетных гармоник – уже вначале не равные нулю, при $z \le z_S$ также испытывают пространственные биения (также до нуля), а далее, при $z > z_S$, - монотонно затухают. С ростом номера гармоники n частота биений увеличивается. Из выражений (6) и Рис.3 следует, что при увеличении ε_0 амплитуды $\varepsilon_n(z)$ - растут, причем, в начале, $\varepsilon_{2n}(z) \sim \varepsilon_0^2$, $\varepsilon_{2n+1}(z) \sim \varepsilon_0$, затем в зависимостях амплитуд $\varepsilon_{n\ge2}(z)$ от ε_0 наблюдаются биения, а после образования разрыва ($\varepsilon_0 \ge \varepsilon_S = 5 \cdot 10^{-5}$) амплитуды $\varepsilon_n(z)$ не зависят от ε_0: $\varepsilon_n(z) \sim (nz)^{-1}$. Координаты z_0 нулевых амплитуд $\varepsilon_{n\ge2}(z_0) = 0$ определяются из уравнения: $\sin n\theta_m^+(z_0) = 0$. В этих точках фазы высших гармоник изменяются на π. Механизм таких биений связан с резонансными трехволновыми взаимодействиями бесконечно большого числа кратных гармоник, составляющих непрерывно изменяющуюся форму периодической пилообразной волны. После образования разрыва форма пилообразной волны не меняется, поэтому биений амплитуд высших гармоник не наблюдается.

Далее рассмотрим распространение пилообразной волны (3) в среде с упругим квадратичным гистерезисом, для которого нелинейная функция $f(\varepsilon)$ имеет вид [1]:

$$f(\varepsilon,\dot{\varepsilon})=\frac{1}{2}\begin{cases}\gamma_1\varepsilon^2, & \varepsilon>0,\dot{\varepsilon}>0;\\ -\gamma_2\varepsilon^2+(\gamma_1+\gamma_2)\varepsilon_m\varepsilon, & \varepsilon>0,\dot{\varepsilon}<0;\\ -\gamma_3\varepsilon^2, & \varepsilon<0,\dot{\varepsilon}<0;\\ \gamma_4\varepsilon^2+(\gamma_3+\gamma_4)\varepsilon_m\varepsilon, & \varepsilon<0,\dot{\varepsilon}>0,\end{cases} \tag{8}$$

где $\varepsilon_m=\varepsilon_m(z)$ - амплитуда деформации, $\gamma_1+\gamma_2>0$, $\gamma_3+\gamma_4>0$, $|\gamma_{1-4}\varepsilon_m|<<1$. Для упрощения расчетов, параметры гистерезисной нелинейности γ_1, γ_2 и γ_3, γ_4 при растяжении ($\varepsilon>0$) и сжатии ($\varepsilon<0$) среды полагаются попарно одинаковыми: $\gamma_1=\gamma_3$, $\gamma_2=\gamma_4$. Для сред с гистерезисной нелинейностью каждой ветви гистерезиса соответствует своя простая волна. Методом “сшивания” таких простых волн определим и форму всей (“непростой”) волны в гистерезисной среде [1,4,5]. Здесь она также будет пилообразной, но в ней сразу же, на сколь угодно малом расстоянии от излучателя, образуются неоднозначности, которые устраняются “сшиванием” простых волн в точках $\varepsilon(z,\theta)=\pm\varepsilon_m(z)$ и введением в профиль волны разрывов вблизи точек, где $\varepsilon(z,\theta)=0$ [1,4,5] (Рис.4). Один период такой волны определяется следующим выражением:

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{2\varepsilon_0}{\pi}\cdot\begin{cases}\dfrac{\theta}{1+\varepsilon_0 z}, & \theta_{S1}(z)<\theta<\theta_m^+(z);\\ \dfrac{\pi\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}-\theta}{1+\mu\varepsilon_0 z}, & \theta_m^+(z)<\theta<\theta_{S2}(z);\\ \dfrac{\pi-\theta}{1+\varepsilon_0 z}, & \theta_{S2}(z)<\theta<\theta_m^-(z);\\ \dfrac{\theta-\pi\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}-\pi}{1+\mu\varepsilon_0 z}, & \theta_m^-(z)<\theta<\theta_{S1}(z)+2\pi,\end{cases} \tag{9}$$

где $z=\gamma_1 kx/\pi$, $\mu=\gamma_2/\gamma_1$, а амплитуда $\varepsilon_m(z)$ и значения фаз разрывов $\theta_{S1,2}(z)$ и фаз $\theta_m^{\pm}(z)$, при которых $\varepsilon(z,\theta_m^{\pm}(z))=\pm\varepsilon_m(z)$, соответственно, равны:

$$\varepsilon_m(z)=\frac{\varepsilon_0}{\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}},\ \theta_{S1}(z)=\pi[\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}-1]\left(1+\sqrt{\frac{1+\mu\varepsilon_0 z}{1+\varepsilon_0 z}}\right)^{-1},$$

$$\theta_{S2}(z)=\theta_{S1}(z)+\pi,\ \theta_m^+(z)=\frac{\pi(1+\varepsilon_0 z)}{2\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}},$$

$$\theta_m^-(z)=\theta_m^+(z)+\pi,\qquad \theta_{S1}(z)<\theta_m^+(z).$$

Разложим периодическую пилообразную волну (9) в ряд Фурье; из-за нечетности гистерезисной функции (8) он не содержит четных гармоник:

$$\varepsilon(z,\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}[a_n(z)\cos(n\theta)+b_n(z)\sin(n\theta)]=\sum_{n=1}^{\infty}\varepsilon_n(z)\sin[n\theta+\psi_n(z)],$$

где $\varepsilon_n(z)=[a_n^2(z)+b_n^2(z)]^{1/2}$, $tg\,\psi_n(z)=a_n(z)/b_n(z)$, $a_{2n}(z)=0$, $b_{2n}(z)=0$,

$$a_{2n-1}(z) = -\frac{4\varepsilon_0}{(2n-1)\pi}\frac{\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}-1}{\sqrt{(1+\varepsilon_0 z)(1+\mu\varepsilon_0 z)}}\sin(2n-1)\theta_{S1}(z) +$$

$$+\frac{4(1-\mu)\varepsilon_0^2 z}{(2n-1)^2\pi^2(1+\mu\varepsilon_0 z)(1+\varepsilon_0 z)}\cos(2n-1)\theta_{S1}(z) + \qquad (10)$$

$$+\frac{4\varepsilon_0[2+(1+\mu)\varepsilon_0 z]}{(2n-1)^2\pi^2(1+\mu\varepsilon_0 z)(1+\varepsilon_0 z)}\cos(2n-1)\theta_m^+(z),$$

$$b_{2n-1}(z) = \frac{4(1-\mu)\varepsilon_0^2 z}{(2n-1)^2\pi^2(1+\mu\varepsilon_0 z)(1+\varepsilon_0 z)}\sin(2n-1)\theta_{S1}(z) +$$

$$+\frac{4\varepsilon_0}{(2n-1)\pi}\frac{\sqrt{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}-1}{\sqrt{(1+\varepsilon_0 z)(1+\mu\varepsilon_0 z)}}\cos(2n-1)\theta_{S1}(z) +$$

$$+\frac{4\varepsilon_0[2+(\mu+1)\varepsilon_0 z]}{(2n-1)^2\pi^2(1+\mu\varepsilon_0 z)(1+\varepsilon_0 z)}\sin(2n-1)\theta_m^+(z).$$

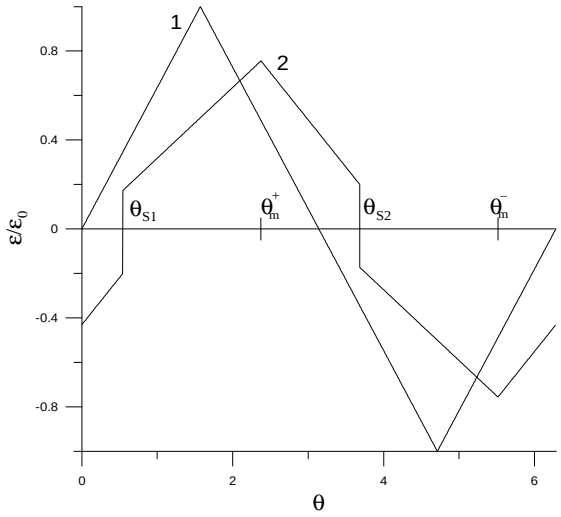


Рис.4. Форма волны в среде с упругим гистерезисом при $z = 0$ - 1 *и* $z > 0$ - 2.

На Рис.5, Рис.6 приведены зависимости амплитуд $\varepsilon_{2n-1}(z)$ первых трех нечетных гармоник от расстояния z (при $\varepsilon_0 = 10^{-4}$) и от ε_0 (при $z = 3\cdot 10^5$) при $\mu = 0.5$. Из Рис.5 видно, что с ростом z амплитуда $\varepsilon_1(z)$ первой гармоники из-за нелинейных потерь и генерации высших гармоник монотонно уменьшается. Амплитуда $\varepsilon_3(z)$ третьей гармоники – вначале не равная нулю, сначала уменьшается до минимума, а далее немного растет и вместе с амплитудой $\varepsilon_5(z)$ пятой гармоники медленно и монотонно затухает. Соответственно ведут себя и производные фаз этих гармоник. Из Рис.5 видно, что производная $\psi_{1,z}(z)$ монотонно изменяется по z, при этом $\psi_{1,z}(z) < 0$, а производные $[\Delta\psi_{2n-1\geq 3}(z)]_z = \psi_{2n-1,z}(z)/(2n-1) - \psi_{1,z}(z)$ изменяются немонотонно. Эти производные определяют зависимости изменения фазовых скоростей $C_1(z)$ и $C_{2n-1}(z)$ гармоник волны от z и от амплитуды ε_0:

$$\eta(\varepsilon_1) = \frac{\Delta C_1(z)}{C_0} = \frac{C_1(z)-C_0}{C_0} = a\,\psi_{1,z}(z) < 0,$$

$$\eta_{2n-1\geq 3}(\varepsilon_1) = \frac{C_{2n-1}(z)-C_1(z)}{C_0} = a[\Delta\psi_{2n-1}(z)]_z,\ a = \gamma_1/\pi. \qquad (11)$$

Из выражений (11) и Рис.5 следует, что распространение сильной и слабых гармоник с частотами ω и $(2n-1)\omega$, соответственно, происходит с близкими ($|\eta(\varepsilon_1)|<<1$, $|\eta_{2n-1}(\varepsilon_1)|<<1$), но различными фазовыми скоростями $C_1(z)$ и $C_{2n-1}(z)>C_1(z)$, значения которых зависят от расстояния z и амплитуды ε_0. Это соответствует тому, что в гистерезисной среде, описываемой уравнением (8), проявляется нелинейная дисперсия[2].

Об этом свидетельствует и вторая серия зависимостей амплитуд $\varepsilon_{2n-1}(z)$ и производных фаз $\psi_{1,z}(z)$ и $[\Delta\psi_{2n-1}(z)]_z$ от начальной амплитуды ε_0 при $z=3\cdot10^5$ (Рис.6). При увеличении ε_0 амплитуды $\varepsilon_{2n-1}(z)$ - растут, причем, в начале, $\varepsilon_{2n-1}(z)\sim\varepsilon_0$, а в конце, из-за нелинейных потерь, - $\varepsilon_{2n-1}(z)\sim\varepsilon_0^{1/2}$, при этом в середине, при $\varepsilon_0\approx10^{-6}$, в зависимости $\varepsilon_3(z)$ от ε_0 имеет место “провал”.

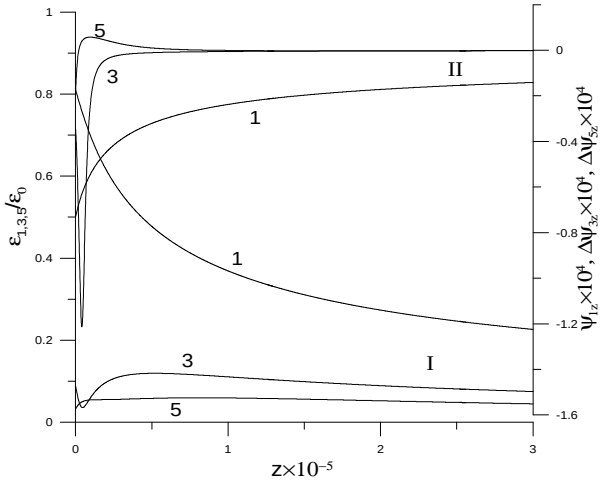


Рис.5. Зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ - I *и производных фаз* $\psi_{1,z}(z)$ *и* $[\Delta\psi_{2n-1}(z)]_z$ - II *для первых трех нечетных гармоник от расстояния* z *при* $\varepsilon_0=10^{-4}$.

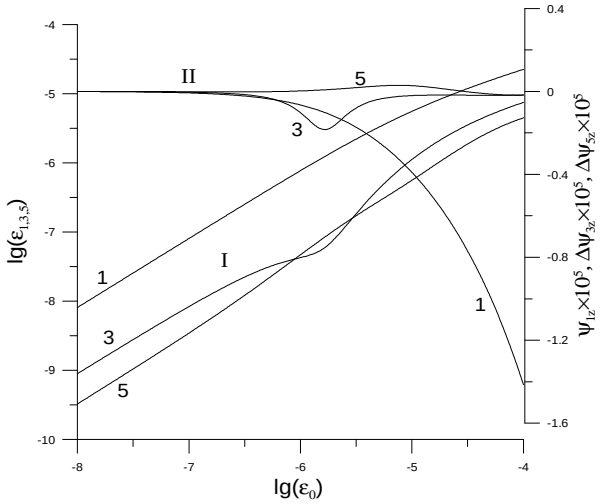


Рис.6. Зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ - *I и производных фаз* $\psi_{1,z}(z)$ *и* $[\Delta\psi_{2n-1}(z)]_z$ - *II для первых трех нечетных гармоник от* ε_0 *при* $z=3\cdot10^5$.

Рассмотрим теперь распространение пилообразной волны (3) в среде с неупругим гистерезисом, для которого нелинейная функция $f(\varepsilon)$ имеет вид [1]:

$$f(\varepsilon)=\alpha\varepsilon_m\varepsilon+\frac{1}{2}\begin{cases}\beta_1\varepsilon^2-\dfrac{\beta_1+\beta_2}{2}\varepsilon_m^2, & \dot\varepsilon>0;\\ -\beta_2\varepsilon^2+\dfrac{\beta_1+\beta_2}{2}\varepsilon_m^2, & \dot\varepsilon<0,\end{cases} \tag{14}$$

где α, $\beta_{1,2}$ - параметры нелинейности, $|\alpha|\varepsilon_m<<1$, $\beta_1+\beta_2>0$, $|\beta_{1,2}|\varepsilon_m<<1$.

Один период пилообразной волны в такой среде определяется следующим выражением (Рис.7):

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{2\varepsilon_0}{\pi}\begin{cases}\dfrac{1}{1+\varepsilon_0 z}\left(\theta-\dfrac{\pi\alpha}{\beta_1+\beta_2}\ln[1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2]\right), & \theta_m^-(z)\le\theta\le\theta_m^+(z);\\ \dfrac{1}{1+\mu\varepsilon_0 z}\left(\pi-\theta+\dfrac{\pi\alpha}{\beta_1+\beta_2}\ln[1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2]\right), & \theta_m^+(z)\le\theta\le\theta_m^-(z)+2\pi,\end{cases} \tag{15}$$

где $z=\beta_1 kx/\pi$, $\mu=\beta_2/\beta_1\ge 0$, а значения фаз $\theta_m^{\pm}(z)$, соответственно, равны:

$$\theta_m^+(z)=\frac{\pi}{2}\frac{1+\varepsilon_0 z}{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}+\frac{\alpha\pi}{\beta_1+\beta_2}\ln[1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2],$$

$$\theta_m^-(z)=\pi+\frac{\pi}{2}\frac{1+\mu\varepsilon_0 z}{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}+\frac{\alpha\pi}{\beta_1+\beta_2}\ln[1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2].$$

В такой среде, при $\beta_{1,2}\ge 0$, разрывов в волне не образуется, а ее амплитуда $\varepsilon_m(z)$ определяется выражением: $\varepsilon_m(z)=\dfrac{\varepsilon_0}{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}$. Разложим периодическую волну (15) в ряд Фурье:

$$\varepsilon(z,\theta)=\frac{4\varepsilon_0[2+(\mu+1)\varepsilon_0 z]}{\pi^2(1+\varepsilon_0 z)(1+\mu\varepsilon_0 z)}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin n\Phi(z)}{n^2}\sin n[\theta-\Psi(z)], \tag{16}$$

где $\Phi(z)=\dfrac{\pi}{2}\dfrac{1+\varepsilon_0 z}{1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2}$, $\Psi(z)=\dfrac{\pi\alpha}{\beta_1+\beta_2}\ln[1+(1+\mu)\varepsilon_0 z/2]$.

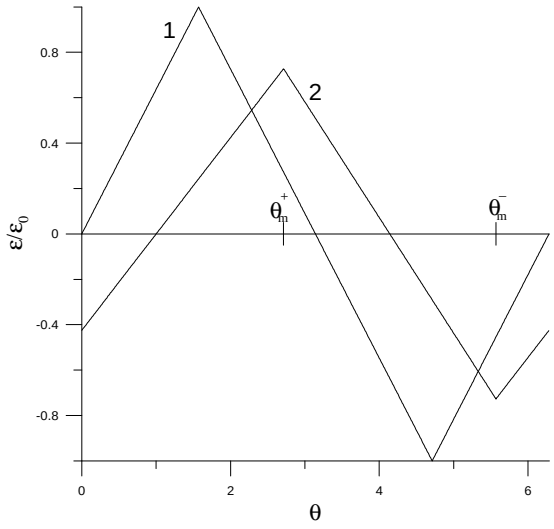


Рис.7. Форма волны в среде с неупругим гистерезисом при $z=0$ - 1 и $z>0$ - 2.

Из выражения (16) следует, что скорость распространения гармоник пилообразной волны зависит от начальной амплитуды ε_0 и от расстояния z, однако все гармоники бегут с одной и той же скоростью: $C(z)=C_0[1-\alpha\varepsilon_0/[2+(1+\mu)\varepsilon_0 z]]=C_0[1-\alpha\varepsilon_m(z)/2]$.

На Рис.8 и Рис.9 приведены зависимости амплитуд $\varepsilon_{2n-1}(z)$ первых пяти гармоник от расстояния z (при $\varepsilon_0 = 10^{-4}$) и от ε_0 (при $z = 3\cdot 10^5$) при $\mu = 0.5$. Из Рис.8 видно, что с ростом z амплитуды $\varepsilon_{1,3}(z)$ первой и третьей гармоник из-за гистерезисных потерь монотонно уменьшаются. Амплитуда $\varepsilon_5(z)$ пятой гармоники вначале уменьшается до нуля, а далее немного растет и вместе с амплитудами $\varepsilon_{1,3}(z)$ медленно и монотонно затухает. Амплитуды же четных гармоник $\varepsilon_{2,4}(z)$, вначале равные нулю, растут, достигают максимума и затем монотонно затухают. Соответственно ведут себя и зависимости амплитуд гармоник от ε_0 при $z = const$.

Из Рис.9 видно, что при увеличении ε_0 амплитуды $\varepsilon_{2n-1}(z)$ - растут, причем, в начале, $\varepsilon_{2n-1}(z) \sim \varepsilon_0$, $\varepsilon_{2n}(z) \sim \varepsilon_0^2$, а в конце, из-за нелинейных потерь, - $\varepsilon_1(z) = [4(1+\mu)/\pi^2\mu z]\sin\left(\pi/(1+\mu)\right) \sim z^{-1}$. Координаты z_0 нулевых амплитуд $\varepsilon_{n\geq 2}(z_0) = 0$ определяются из уравнения: $\sin n\Phi(z_0) = 0$. Здесь биения амплитуд высших гармоник также связаны с резонансными трехволновыми взаимодействиями кратных гармоник, составляющих непрерывно изменяющуюся форму периодической пилообразной волны.

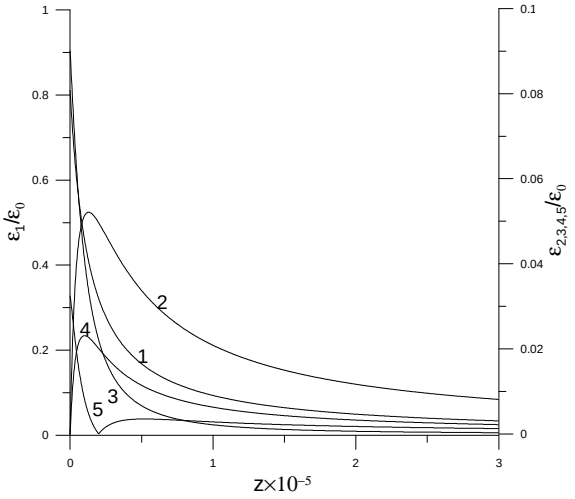


Рис.8. Зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ первых гармоник от расстояния z при $\varepsilon_0 = 10^{-4}$.

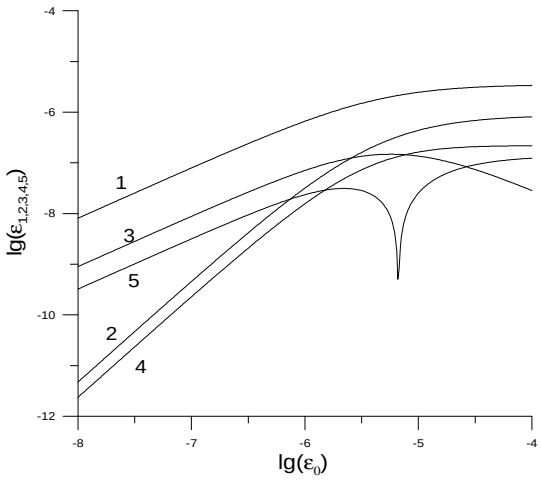


Рис.9. Зависимости амплитуд $\varepsilon_n(z)$ первых гармоник от ε_0 при $z = 3\cdot 10^5$.

Изучение эффектов, связанных с нелинейной дисперсией, может способствовать правильному выбору гистерезисного уравнения состояния среды, что необходимо для объяснения и интерпретации результатов экспериментальных исследований нелинейных волновых процессов в гистерезисных средах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Назаров В.Е., Радостин А.В., Островский Л.А., Соустова И.А. Упругие волны в средах с гистерезисной нелинейностью. Часть I.//Акуст. журн., 2003, Т.49, N3, с.405-415.
2. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука. 1965. 204 с.
4. Назаров В.Е. Распространение однополярного импульса в среде с гистерезисной нелинейностью//Акуст. журн., 1997, Т.43, N2. с.81-85.
5. Gusev V. Propagation of acoustic pulses in material with hysteretic nonlinearity//JASA, 2000, V.107, N6. p.3047-3058. назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕСИММЕТРИЧНЫХ РЕЖИМОВ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ОСЦИЛЛЯТОРА С СУХИМ ТРЕНИЕМ

Фокин А.В.

ОАО "Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева", Москва
E-mail: fokin@akin.ru, avfokin@mail.ru

Рассматривается задача о вынужденных колебаниях осциллятора с сухим (кулоновским) трением. Ранее был найден класс несимметричных решений, описывающий установившийся режим вынужденных колебаний. Несимметрия колебаний проявляется в различии амплитуд смещений в противоположных направлениях относительно положения равновесия. Указанный класс решений получен при условии, что длительность одного цикла колебаний равна периоду возбуждающей колебания силы, длительности полуциклов (время движения в противоположных направлениях) равны, отсутствуют остановки ненулевой длительности и смена направления движения на каждом из полуциклов. В данной работе исследуется вопрос о возможности расширения указанного класса решений за счет отказа от условия равенства длительностей полуциклов. Показано, что может существовать лишь два типа решений. Первое решение получено в явном виде, однако численное моделирование для достаточно представительного набора параметров показало, что оно не удовлетворяет условию отсутствия смены направления движения на полуциклах. Для второго типа решений выведено трансцендентное уравнение определяющее длительность полуциклов.

Данная работа посвящена исследованию установившегося режима вынужденных колебаний осциллятора с сухим трением, представляющего собой тело массы m расположенное на твердой сухой горизонтальной поверхности и соединенное с неподвижной опорой пружиной жесткости k (рис. 1). Источником возбуждения колебаний осциллятора является гармоническая сила

$$F(t) = F_0 \cos(\omega t + \varphi_0), \qquad (1)$$

где F_0, ω и φ_0 – соответственно амплитуда силы, циклическая частота и начальная фаза. Сила действует непосредственно на тело m и направлена параллельно горизонтальной поверхности, на которой оно расположено.

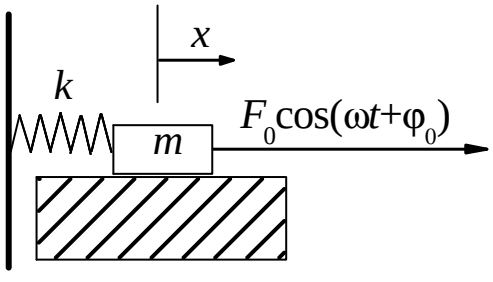


Рис. 1. Осциллятор с сухим трением.

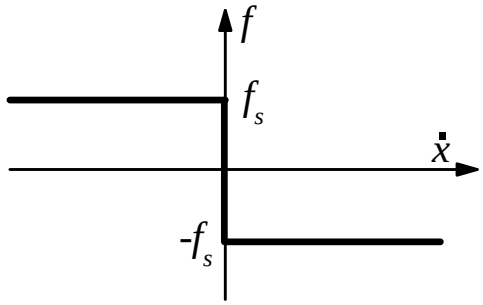


Рис. 2. Кусочно-постоянная модель сухого трения.

Будем предполагать, что вязкое трение отсутствует, а сила сухого трения f между телом и поверхностью описывается кусочно-постоянной моделью (закон Кулона) при дополнительном предположении, что максимальная сила трения покоя равна силе трения скольжения f_s (рис. 2) [1-3]:

$$f = \begin{cases} -f_s \operatorname{sign} \dot{x} & \text{при } \dot{x} \neq 0 \\ -f_s \operatorname{sign}(F(t) - kx) & \text{при } \dot{x} = 0 \text{ и } |F(t) - kx| > f_s \\ -(F(t) - kx) & \text{при } \dot{x} = 0 \text{ и } |F(t) - kx| \leq f_s \end{cases} \qquad (2)$$

где x – смещение тела относительно положения занимаемого им, когда пружина не деформирована, $\dot{x}$ – скорость тела, $\operatorname{sign} x$ – функция, определяющая знак величины x. Задача состоит в определении движения тела $x(t)$, в зависимости от характеристик осциллятора, параметров возбуждающей колебания силы и начальных данных.

Нелинейный характер силы сухого трения (2), включающий наличие зависимости силы трения покоя от величины внешнего воздействия приводит к тому, что в общем случае движение тела представляет собой последовательность фаз скольжения и фаз покоя. Фазой скольжения мы будем называть движение тела, при котором его скорость обращается в ноль только в отдельные моменты времени. Соответственно фаза покоя это отсутствие перемещения тела на ненулевом интервале времени. Если интервал времени, на котором ищется решение поставленной выше задачи, разбить на отрезки, соответствующие фазам скольжения в противоположных направлениях и фазам покоя, то на каждом из указанных отрезков смещение $x(t)$ удовлетворяет линейному неоднородному уравнению, решение которого для рассматриваемого случая гармонического возбуждения находится элементарно. Однако получить аналитическое решение на всем временном интервале, где есть смена фаз движения возможно только для определенных значений параметров системы и начальных данных, так как моменты времени, соответствующие переходам от одной фазы движения к другой определяются трансцендентными уравнениями.

Как экспериментальные исследования, так и численное моделирование показывают, что вынужденные колебания осциллятора с сухим трением при гармоническом возбуждении, аналогично осциллятору с вязким трением, включают в себя переходный и установившийся режим [4-8]. Динамика переходного режима была рассмотрена в работе [9]. Установившийся режим исследовался в работах [4-7]. В работе [4] был предложен приближенный метод вычисления амплитуды вынужденных колебаний в установившемся режиме, основанный на замене постоянной силы трения покоя эквивалентным вязким трением так, чтобы рассеянная за период энергия была одинакова в обоих случаях. В работах [5, 6] было получено точное решение для установившегося режима в предположении, что один цикл колебаний имеет длительность, равную периоду колебаний внешней силы, и состоит из двух симметричных полуциклов равной длительности, соответствующих движению от максимального смещения к равному по модулю минимальному и обратно. Предполагалось, что на каждом из полуциклов направление движения не меняется. Было рассмотрено два случая, когда фаза покоя отсутствует, и когда полуцикл состоит из фазы покоя и фазы скольжения. В первом случае удалось получить аналитическое решение в явном виде. Во втором случае для зависимости амплитуды колебаний от амплитуды и частоты воздействия было выведено трансцендентное уравнение. Подробный анализ полученного в работах [5, 6] аналитического решения для случая отсутствия фазы покоя проведен в работе [7]. В частности, получено выражение для сдвига фаз между скоростью и смещением, а также уточнены условия, при которых в установившемся режиме колебаний отсутствует фаза покоя. В работе [8] методом численного моделирования исследуются установившиеся режимы колебаний, содержащие 0, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12 и 14 фаз покоя на одном цикле колебаний.

В работах [10, 11] было получено новое точное решение для установившегося режима колебаний при отсутствии фазы покоя. Отличие от полученного в работах [5, 6] решения заключается в том, что при сохранении равенства длительности двух полуциклов, амплитуды смещения в противоположных направлениях различаются. По сути, найдено не одно решение, а целый класс решений для заданных параметров колебательной системы, различающийся соотношением амплитуд смещения в противоположных направлениях. Указанный класс решений реализуется при достаточно малом трении (требование отсутствия фазы покоя) и частотах возбуждения меньших частоты собственных колебаний осциллятора в отсутствие трения в четное

число раз. Наличие класса решений приводит к тому, что в отличие от резонатора с вязким трением появляется зависимость установившегося режима от начальных данных. Важно отметить, что, как показано в работе [12], при наличии помимо сухого также и вязкого трения, найденный класс решений вырождается в одно симметричное решение, и соответственно зависимость параметров установившегося режима колебаний от начальных данных отсутствует.

Целью данной работы является исследование вопроса о возможности расширения найденного в работах [10, 11] класса решений для установившегося режима вынужденных колебаний. Очевидно, что расширение указанного класса, характеризуемого отсутствием фазы покоя и смены направления движения на каждом из полуциклов, возможно только за счет отказа от условия равенства длительности двух полуциклов.

Таким образом, искомый цикл установившегося режима колебаний должен удовлетворять следующим условиям: длительность цикла равна периоду изменения внешнего воздействия; отсутствует фаза покоя; направление движения постоянно на каждом из полуциклов. Началом цикла будем считать момент времени, соответствующий максимальному смещению в положительном направлении оси *x*, соответственно скорость в этот момент равна нулю. Для упрощения записи уравнений, определяющих параметры цикла колебаний (условия сшивки решений для двух полуциклов), удобно, как это было предложено в работе [5], условно считать началом цикла момент времени $t = 0$. Соответственно силу $F(t)$ необходимо задать в виде $F(t) = F_0 \cos(\omega t + \psi)$, где ψ определяет сдвиг фаз между смещением тела $x(t)$ и силой $F(t)$. С учетом этого, используя соотношение (2), получаем уравнение движения тела в фазе скольжения ($\dot{x} \neq 0$):

$$m\ddot{x} + f_s \operatorname{sign} \dot{x} + kx = F_0 \cos(\omega t + \psi). \qquad (3)$$

Перейдем в уравнении (3) к безразмерным переменным $\tau = \omega t$, $\xi = kx / F_0$:

$$\ddot{\xi} + \delta\beta^2 \operatorname{sign} \dot{\xi} + \beta^2 \xi = \beta^2 \cos(\tau + \psi), \qquad (4)$$

где $\beta = \omega_0 / \omega$, $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ – частота свободных колебаний осциллятора в отсутствие трения, $\delta = f_s / F_0$ – параметр, определяющий относительное влияние сил сухого трения и внешнего воздействия на колебания осциллятора.

Первый полуцикл длительностью τ_h представляет собой движение в отрицательном направлении оси *x* от максимального смещения ξ_r до минимального ξ_l. Смещение тела на первом полуцикле $\xi_1(\tau)$ ($0 \le \tau \le \tau_h$) определяется решением уравнения (4) при $\operatorname{sign} \dot{\xi} = -1$ и начальных данных $\xi_1(0) = \xi_r$, $\dot{\xi}_1(0) = 0$

$$\xi_1(\tau) = \delta + V \cos(\tau + \psi) + (\xi_r - \delta - V \cos\psi)\cos\beta\tau + (V/\beta)\sin\psi \sin\beta\tau, \qquad (5)$$

где $V = \beta^2 / (\beta^2 - 1)$. Случай резонанса $\beta = 1$ из рассмотрения исключен. Аналогично определяется движение $\xi_2(\tau)$ на втором полуцикле ($\tau_h \le \tau \le 2\pi$) удовлетворяющее начальным данным $\xi_2(\tau_h) = \xi_l$, $\dot{\xi}_2(\tau_h) = 0$

$$\xi_2(\tau) = -\delta + V \cos(\tau + \psi) + (\xi_l + \delta - V \cos(\tau_h + \psi))\cos\beta(\tau - \tau_h) + (V/\beta)\sin(\tau_h + \psi)\sin\beta(\tau - \tau_h) \qquad (6)$$

Условия сшивки полученных решений для двух полуциклов, представляющие собой непрерывность смещения и скорости, и определяющие параметры цикла (ξ_r, ξ_l, τ_h и ψ), имеют вид:

$$\xi_1(\tau_h) = \xi_l,\ \dot{\xi}_1(\tau_h) = 0,\ \xi_2(2\pi) = \xi_r,\ \dot{\xi}_2(2\pi) = 0. \qquad (7)$$

Подставляя в систему (7) выражения (5) и (6), получаем

$$\begin{cases} \delta + V\cos(\tau_h + \psi) + (\xi_r - \delta - V\cos\psi)\cos\beta\tau_h + (V/\beta)\sin\psi\sin\beta\tau_h = \xi_l, \\ -V\sin(\tau_h + \psi) - \beta(\xi_r - \delta - V\cos\psi)\sin\beta\tau_h + V\sin\psi\cos\beta\tau_h = 0, \\ -\delta + V\cos\psi + (\xi_l + \delta - V\cos(\tau_h + \psi))\cos\beta(2\pi - \tau_h) \\ +(V/\beta)\sin(\tau_h + \psi)\sin\beta(2\pi - \tau_h) = \xi_r, \\ -V\sin\psi - \beta(\xi_l + \delta - V\cos(\tau_h + \psi))\sin\beta(2\pi - \tau_h) + V\sin(\tau_h + \psi)\cos\beta(2\pi - \tau_h) = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Исключая из системы (8) ξ_r и ξ_l, получаем

$$\begin{cases} \sin\beta\pi(\cos\beta\pi\sin(\tau_h + \psi) - \cos\beta(\pi - \tau_h)\sin\psi) = (\delta\beta/V)\sin\beta\tau_h\sin\beta(2\pi - \tau_h), \\ \sin\beta\pi(\cos\beta(\pi - \tau_h)\sin(\tau_h + \psi) - \cos\beta\pi\sin\psi) = (\delta\beta/V)\sin\beta\tau_h\sin\beta(2\pi - \tau_h). \end{cases} \quad (9)$$

Отметим, что в случае равенства длительностей полуциклов ($\tau_h = \pi$) уравнения системы (9) эквиваленты. Приравнивая в (9) правые части, получаем важное соотношение:

$$\sin\beta\pi(\cos\beta\pi - \cos\beta(\pi - \tau_h))(\sin\psi + \sin(\tau_h + \psi)) = 0, \quad (10)$$

из которого следует, что для искомого решения один из сомножителей в соотношении (10) должен быть равен нулю. Рассмотрим последовательно каждый из трех вариантов.

Вариант 1

$$\sin\beta\pi = 0. \quad (11)$$

Из соотношения (11) следует (с учетом того, что случай резонансного возбуждения $\beta = 1$ из рассмотрения исключен), что для первого варианта решение может существовать лишь для дискретного набора частот возбуждения:

$$\beta = \omega_0/\omega = n, \quad n = 2, 3, \ldots . \quad (12)$$

Подставляя соотношение (11) в (9) получаем

$$\sin\beta\tau_h\sin\beta(2\pi - \tau_h) = 0. \quad (13)$$

С учетом соотношения (12) равенство нулю, как первого, так и второго сомножителя в выражении (13) приводит к одному и тому же соотношению между β и τ_h:

$$\beta\tau_h = m\pi, \quad (14)$$

где m – натуральное число. Объясняется это тем, что τ_h и 2π-τ_h это времена движения по первому и второму из полуциклов. Из соотношения (14) следует, что $\cos\beta\tau_h = \pm 1$. Рассмотрим оба варианта.

Вариант 1а: $\cos\beta\tau_h = 1$.

В этом случае $\beta\tau_h = 2m\pi$ и в соответствии с (12) время движения на первом полуцикле определяется соотношением

$$\tau_h = 2m\pi/\beta = (2m/n)\pi. \quad (15)$$

При выполнении соотношений (12), (15) в системе (8) первое уравнение эквивалентно третьему, а второе – четвертому, так что система принимает следующий вид

$$\begin{cases} \xi_r - \xi_l = V(\cos\psi - \cos(\tau_h + \psi)), \\ \sin(\tau_h + \psi) = \sin\psi. \end{cases} \quad (16)$$

Второе уравнение системы, с учетом того что $\tau_h \in (0, 2\pi)$, приводит к следующему соотношению

$$\psi = -\tau_h/2 + (2k+1)\pi/2, \quad (17)$$

где k – целое число. Соответственно первое уравнение системы (16) принимает вид

$$\xi_r - \xi_l = 2V\cos\psi. \quad (18)$$

Из (18) следует, что имеется не одно, а целое семейство решений, так как оно определяет не ξ_r и ξ_l, по отдельности, а их разность.

Вариант 1б: $\cos\beta\tau_h = -1$.

В этом случае в системе (8) первое уравнение эквивалентно третьему и система принимает следующий вид

$$\begin{cases} \xi_r + \xi_l - V(\cos(\tau_h + \psi) + \cos\psi) = 2\delta, \\ \sin(\tau_h + \psi) + \sin\psi = 0, \\ \xi_r + \xi_l - V(\cos(\tau_h + \psi) + \cos\psi) = -2\delta. \end{cases} \quad (19)$$

В уравнениях (1) и (3) системы (19) при равенстве левых частей правые, при наличие сухого трения $\delta \neq 0$, имеют противоположный знак, так что искомого решения не существует.

Таким образом, для варианта 1 в явном виде получены соотношения (12), (15), (17) и (18) для параметров несимметричного по времени семейства установившихся режимов вынужденных колебаний. Как следует из (12), несимметричное решение существует, если частота возбуждения меньше частоты собственных колебаний осциллятора в отсутствие трения в целое число раз. Так как случай резонанса $\beta = 1$ из рассмотрения исключен и, в соответствии с (15) и с учетом того, что $\tau_h \in (0, 2\pi)$, параметр β может принимать значения $\beta = 3, 4, \ldots$. Однако, чтобы найденный класс несимметричных по времени решений действительно описывал установившийся режим колебаний необходимо выполнение условий, при которых он был получен, а именно отсутствие фазы покоя и смены направления движения на каждом из полуциклов. Очевидно, что первое условие можно соблюсти при достаточно малом значении параметра δ (относительно малая величина сухого трения). Проверка второго условия является нетривиальной задачей. Численное моделирование для достаточно большого набора параметров β, δ, ψ, ξ_r, определяющих цикл колебаний, показало, что всегда имеется смена направления движения на полуциклах. При этом в случае $\beta = 2n$ точно или асимптотически устанавливается симметричный по времени и несимметричный по смещению режим колебаний, описанный в работах [10, 11], а при $\beta = 2n+1$ симметричный как по времени, так и по смещению режим, при котором на каждом из полуциклов дважды меняется направление движения. Таким образом, с высокой долей вероятности в случае варианта 1 искомое несимметричное по времени решение отсутствует.

Вариант 2

$$\cos\beta\pi - \cos\beta(\pi - \tau_h) = 0. \quad (20)$$

Уравнение (20) имеет два решения $\beta\tau_h = 2\pi n$ и $\beta(2\pi - \tau_h) = 2\pi n$, где n – натуральное число. Учитывая, что $2\pi - \tau_h$ – это длительность второго полуцикла, с точки зрения поиска несимметричного установившегося режима достаточно рассмотреть первое решение. Объясняется это тем, что если в найденном решении считать началом цикла не максимальное смещение ξ_r, а минимальное ξ_l, то τ_h заменится на $2\pi - \tau_h$. Далее, для определенности, будем рассматривать случай

$$\beta\tau_h = 2\pi n. \quad (21)$$

Подставляя (21) во второе уравнение системы (8), получаем уравнение $\sin(\tau_h + \psi) = \sin\psi$, решением которого является соотношение (17). Исключая из системы (8) τ_h с помощью соотношения (17), и используя (21), получаем

$$\begin{cases} \xi_r - \xi_l = 2V\cos\psi, \\ -\delta + V\cos\psi + (\xi_l + \delta + \cos\psi)\cos 2\beta\pi + (V/\beta)\sin\psi\sin 2\beta\pi = \xi_r, \\ -V\sin\psi - \beta(\xi_l + \delta + V\cos\psi)\sin 2\beta\pi + V\sin\psi\cos 2\beta\pi = 0. \end{cases} \quad (22)$$

Исключая из системы (22) ξ_r и ξ_l, в итоге получаем уравнение

$$\sin\psi(1-\cos 2\beta\pi)=0. \qquad (23)$$

Если в соотношении (23) равен нулю первый сомножитель, то в соответствии с (17) $\tau_h=\pi$, что соответствует симметричному по времени решению. Равенство нулю второго сомножителя приводит к соотношению (11). Таким образом, вариант 2 не дает новых решений по сравнению с вариантом 1.

Вариант 3

$$\sin\psi+\sin(\tau_h+\psi)=0. \qquad (24)$$

Исключая из рассмотрения симметричное по времени решение $\tau_h=\pi$, из (24) получаем

$$\psi=-\tau_h/2+k\pi. \qquad (25)$$

Подставляя в первое уравнение системы (9) фазу ψ, получаем трансцендентное уравнение для τ_h

$$\sin\beta\pi\sin(\tau_h/2)(\cos\beta\pi+\cos(\beta\pi-\tau_h))=-(\delta\beta/V)\sin\beta\tau_h\sin\beta(2\pi-\tau_h). \qquad (26)$$

Решив уравнение (26), мы можем определить фазу ψ из соотношения (25) и далее вычислить амплитуды ξ_r, ξ_l из системы (8). Подробное исследование возможности существования решения уравнения (26) и соответственно всей системы (8) выходит за рамки данной работы.

Таким образом, проведенное исследование возможности существования несимметричных по времени установившихся режимов вынужденных колебаний осциллятора с сухим трением позволяет сделать следующие выводы. При условии, что цикл установившихся колебаний не содержит фазы покоя и смены направления движения на каждом из полуциклов, возможны два типа решений. Для первого типа решение получено в явном виде, однако численное моделирование для достаточно представительного набора параметров показало, что оно не удовлетворяет условию отсутствия смены направления движения на полуциклах. Во втором случае решение описывается системой включающей в себя трансцендентное уравнение и вопрос о его существовании остается открытым.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-00579).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журавлев В.Ф. К истории закона сухого трения // ДАН. – 2010. – Т. 433.-№ 1.-С. 46-47.
2. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. Пер. с англ. Изд. 2-е, стереотипное. М.: КомКнига, 2006. – 440 с.
3. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959. – 915 с.
4. Jacobsen L.S. Steady Forced Vibration as Influenced by Damping // Trans. A.S.M.E. – 1930. – APM-52-15. P. 169-181.
5. Den Hartog J.P. Forced vibrations with combined Coulomb and viscous friction // Trans. A.S.M.E. – 1931. – APM-53-6. – P. 107-115.
6. Den Hartog J.P. Forced vibrations with combined viscous and Coulomb damping // Phil. Mag. – 1930. – V. 9. – № 59. – P. 801-817.
7. Hong H.-K., Liu C.-S. Non-sticking oscillation formulae for coulomb friction under harmonic loading // J. Sound and Vibrat. 2001. – V. 244. – № 5. – P. 883-898.
8. Hong H.-K., Liu C.-S. Coulomb friction oscillator: modelling and responses to harmonic loads and base excitations // J. Sound and Vibrat. 2000. – V. 229. – № 5. – P. 1171-1192.
9. Фокин А.В. Динамика переходного режима вынужденных колебаний осциллятора с сухим трением при низкочастотном возбуждении. // Сб. трудов XXII сессии

Российского акустического общества и Сессии Научного совета РАН по акустике. Т.I. - М.: ГЕОС. – 2010. – С. 208-212.

10. Фокин А.В. К вопросу о зависимости от начальных данных установившегося режима вынужденных колебаний осциллятора с сухим трением. // Сборник трудов Научной конференции "Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества". Т. I. - М.: ГЕОС. – 2011. – С. 138-142.
11. Фокин А.В. Зависят ли параметры установившегося режима вынужденных колебаний осциллятора с сухим трением от начальных данных? // Акустика неоднородных сред. Ежегодник Российского акустического общества. Сборник трудов научной школы проф. С.А. Рыбака. Вып. 12.- М.: ГЕОС. 2012. – С. 70-76.
12. Фокин А.В. Сохранится ли зависимость параметров установившегося режима вынужденных колебаний осциллятора с сухим трением от начальных условий при учете вязкого трения? // Сборник трудов Научной конференции "Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества". Т. I. - М.: ГЕОС. – 2012. – С. 192-196. назад к содержанию

УПРУГИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНОГО СЛОЯ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Крит Т.Б., Андреев В.Г., Шанин А.В., Голубкова И.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики, Москва

E-mail: timofey@acs366.phys.msu.ru

Исследуются линейные и нелинейные упругие модули полимерного материала пластисола. Материал полимеризован между двумя твердотельными соосными цилиндрами. В процессе полимеризации в цилиндрической геометрии внутри материала создаются механические напряжения. Определить величину этих напряжений можно сравнивая измеренные значения упругих параметров материала, полимеризованного между цилиндрами, со значениями, измеренными при одноосном сжатии этого материала, полимеризованного между плоскими параллельными твердотельными пластинами. Измерения, как в плоской, так и в цилиндрической геометрии были проведены методом статической деформации. В плоской геометрии к одной из границ, между которыми находится пластисол, прикладывалось известное напряжение, создававшее в пластисоле сдвиговую деформацию. В то же время вторая граница была закреплена таким образом, чтобы она не могла смещаться в направлении сдвиговой деформации. Вместе с тем, крепления позволяли этой границе смещаться в направлении, перпендикулярном направлению сдвиговой деформации пластисола. Сдвиговая деформация, возникающая при различных величинах одноосного сжатия и различных значениях сдвигового напряжения, измерялась при помощи микрометрического индикатора. Второй микрометрический индикатор служил для измерения толщины пластисола, соответствующей различным значениям одноосного напряжения. В цилиндрической геометрии сдвиговая деформация создавалась путём поворота одного из двух соосных цилиндров, к которому по касательной к боковой поверхности прикладывалось известное напряжение. Сдвиговая деформация, как в случае измерений в плоской геометрии, так и при измерениях в цилиндрической геометрии, достигала 0.4-0.6 толщины. При таких деформациях проявляются нелинейные эффекты, как в отсутствие одноосного сжатия, так и при его наличии, что позволяет оценить вклад нелинейности в проявляемые материалом упругие свойства и оценить нелинейные параметры Ландау. Одновременно при указанных деформациях угол поворота одного цилиндра относительно другого не превышает 20°, а угол сдвиговой деформации слоя не превышает 70°. Диаметры цилиндров 30 мм и 40 мм в несколько раз больше толщины слоя 5 мм. Характер зависимости напряжения от деформации и измеренный статический модуль сдвига в цилиндрической геометрии и в плоской геометрии при одинаковой толщине пластисола существенно различаются. Параметр Ландау *A*, измеренный в плоской геометрии с приложением одноосного сжатия, равен -392 кПа.

Рассмотрим цилиндрический слой высотой H и толщиной h, закреплённый без проскальзывания между двумя твердотельными соосными цилиндрами с высотой H и радиусами R и r, такими, что $R - r = h$. При повороте внутреннего цилиндра на угол θ относительно внешнего цилиндрический слой деформируется на угол γ (Рис. 1,*а*). Поскольку при повороте деформация цилиндрического слоя происходит без изменения его объёма, то такая деформация является сдвиговой. Введём цилиндрические координаты. Ось z совместим с осью цилиндров. В соответствии с законом Гука для чисто сдвиговой деформации вдоль направления φ перпендикулярно направлению r [1, с. 93]:

$$\sigma_{\rho\varphi} = \mu\gamma_{\rho\varphi}, \qquad (1)$$

где $\sigma_{\rho\varphi}$ – сдвиговое напряжение, возникающее в слое при смещении цилиндров друг относительно друга, $\gamma_{\rho\varphi}$ – угол сдвига слоя, μ – модуль сдвига материала, из которого изготовлен цилиндрический слой.

Измерения зависимости сдвигового напряжения от угла сдвига цилиндрического слоя проводились с помощью экспериментальной установки, схема которой приведена на рис. 1,*б*. В пространство толщиной 5.4 мм между парой деревянных соосных цилиндров высотой 54.5 мм был залит нагретый до жидкого состояния полимерный материал пластисол. Внешний радиус малого цилиндра 14.5 мм,

внутренний радиус большого цилиндра 19.9 мм. При остывании пластисол затвердел, а благодаря хорошей адгезии к дереву оказался закреплённым без проскальзывания за поверхности цилиндров. Большой (внешний) цилиндр был неподвижно закреплён. Деформация в пластисоле создавалась за счёт поворота малого (внутреннего) цилиндра вокруг оси. Для этого на оси цилиндров закреплялся металлический стержень длиной 109 мм, при этом середина стержня находилась на оси цилиндра. На одном конце стержня, удалённом от точки крепления на расстояние l=54.5 мм, крепилась тонкая нить, перекинутая через блок. За эти нить подвешивались грузы известных масс, по которым вычислялось сдвиговое напряжение $\sigma_{\rho\varphi}$ в пластисоле.

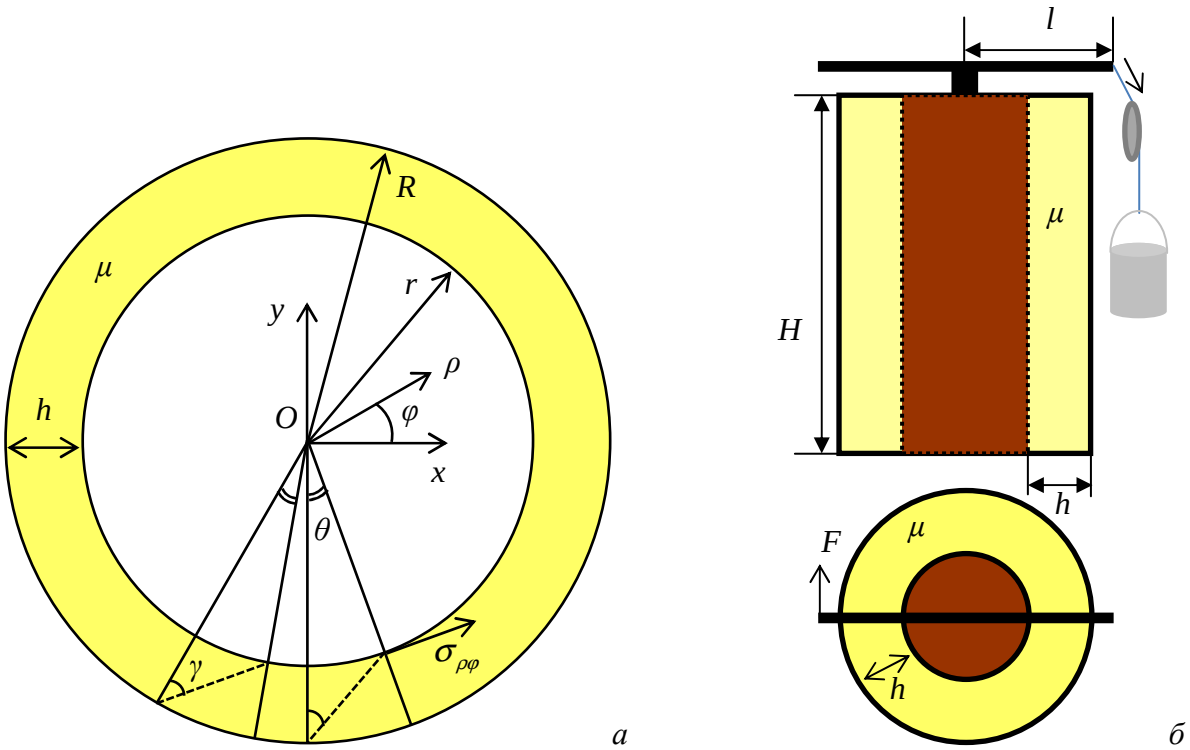


Рис. 1. Сдвиговая деформация цилиндрического слоя (а). Схема экспериментальной установки (б).

Сила $F = mg$, приложенная к концу стержня и направленная перпендикулярно оси цилиндров, развивает вокруг оси цилиндров момент

$$M = F \cdot l = m \cdot g \cdot l . \qquad (2)$$

Момент в (2) вызывает напряжение на границе цилиндрического слоя и внутреннего цилиндра

$$\sigma_{\rho\varphi} = \frac{M}{S \cdot r} = \frac{F \cdot l}{2\pi \cdot H \cdot r^2}, \qquad (3)$$

учитывая, что площадь соприкосновения внутреннего цилиндра со слоем $S = 2\pi rH$.

При повороте внутреннего цилиндра на угол θ, в соответствии с [2], получаем:

$$\theta = \frac{\sigma_{\rho\varphi}}{2\mu}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right). \qquad (4)$$

Из (4) можно выразить сдвиговое напряжение на границе внутреннего цилиндра и гелеобразного слоя:

$$\sigma_{\rho\varphi} = \mu \cdot \frac{2R^2}{R^2 - r^2}\theta . \qquad (5)$$

Сравнивая выражения (1) и (5), можно установить связь между углом поворота внутреннего цилиндра и сдвиговой деформацией гелеобразного слоя между цилиндрами:

$$\gamma = \frac{2R^2}{R^2 - r^2}\theta\,. \qquad (6)$$

Подстановка выражений (2) и (3) в выражение (5) даёт:

$$\mu = \frac{m \cdot g \cdot l \cdot \left(R^2 - r^2\right)}{4\pi \cdot H \cdot r^2 \cdot R^2 \cdot \theta}. \qquad (7)$$

Из (7) можно получить связь между F и θ через сдвиговый модуль μ и геометрические параметры экспериментальной установки. Таким образом, измеряя силу F, входящую в выражение (2), и угол θ, на который смещаются цилиндры друг относительно друга, можно измерить сдвиговый модуль μ.

Измеренная зависимость сдвигового напряжения от угла деформации цилиндрического слоя приведена на рис. 2. квадратиками. Эта зависимость имеет линейный участок при значениях угла деформации γ до 0.5 рад, что приблизительно соответствует 30°. При дальнейшей деформации напряжение начинает возрастать значительно сильнее по нелинейному закону. Материал цилиндрического слоя демонстрирует существенное ужесточение сдвигового модуля.

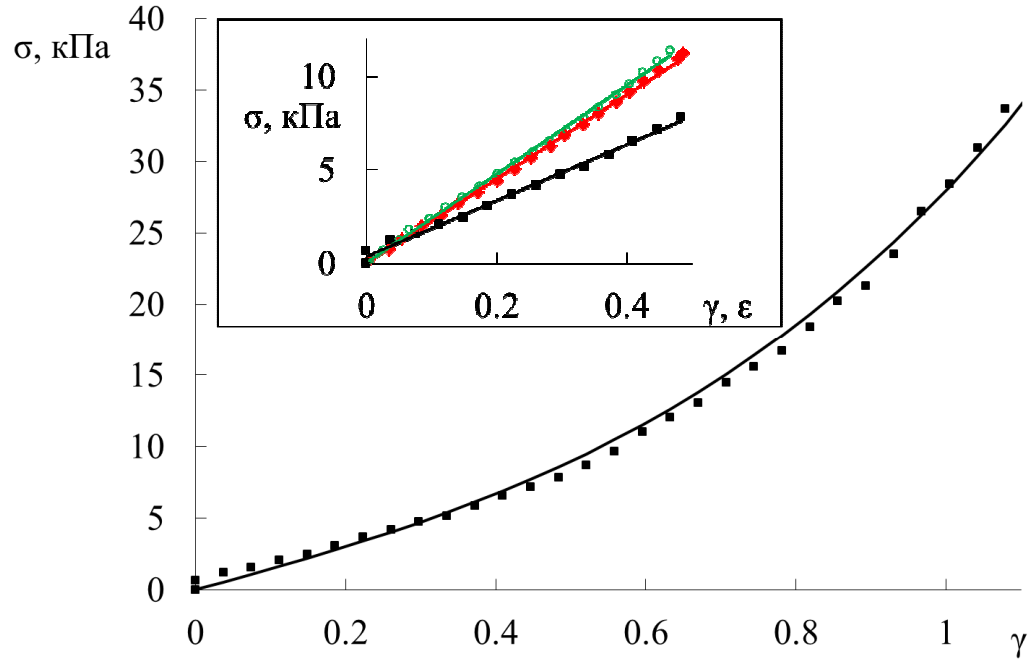


Рис. 2. Измеренная зависимость сдвигового напряжения в цилиндрическом слое от угла деформации пластисола (точки), аппроксимированная кубичной параболой (сплошная линия). На вставке показаны зависимости в плоском слое без одноосного сжатия (ромбиками) и при одноосном сжатии 2.7 кПа (кружками). Квадратиками на вставке показан фрагмент зависимости в цилиндрическом слое.

Линейная часть измеренной зависимости напряжения от угла деформации методом наименьших квадратов аппроксимирована прямой, по наклону которой определено значение модуля сдвига μ_{lin} = 14.6±0.8 кПа. Методом вдавливания [3] для материала, из которого изготовлен цилиндрический слой, было получено значение модуля сдвига 11.2 кПа.

Таблица 1. Измеренная толщина плоского слоя гелеобразного материала в зависимости от величины одноосного сжатия (массы нагрузки)

σ_{22}, кПа	*m*, кг	*h*, мм
0	0	7.0
2.7	2.2	6.9

Измеренная зависимость напряжения от деформации цилиндрического слоя аппроксимирована кубичной параболой (сплошная линия) вида: $\sigma = \mu_{\text{lin}} \cdot \gamma \cdot (1 + \beta\gamma^2)$, в которой значение μ_{lin} взято по результатам линейных измерений. В результате аппроксимации определено значение β = 0.92±0.04.

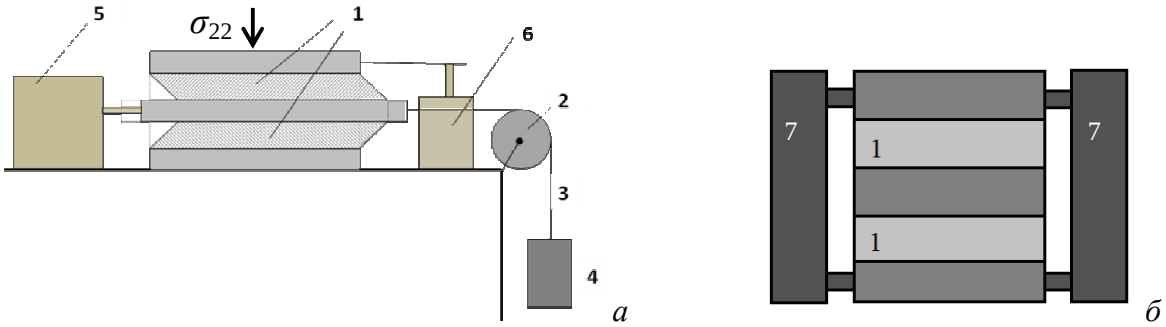


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для измерения нелинейных параметров резиноподобного слоя методом статической деформации при различных вертикальных нагрузках на слой. Вид сбоку (а) и вид спереди (б). 1 –слои пластисола толщиной h =7 мм, 2 – блок, 3 - нить, 4 – ёмкость с водой, 5 и 6 – микрометрические индикаторы, 7 – дополнительные крепления.

В [4] предложен метод определения параметров Ландау, основанный на измерении волновых скоростей. Плотность энергии упругой деформации зависит от тензора деформации по закону:

$$w = \mu\varepsilon_{ik}^2 + \frac{\lambda}{2}\varepsilon_{ll}^2 + \frac{A}{2}\varepsilon_{ik}\varepsilon_{il}\varepsilon_{kl} + B\varepsilon_{ik}^2\varepsilon_{ll} + \frac{C}{3}\varepsilon_{ll}^3, \qquad (8)$$

в который входят параметры Ламе μ и λ и нелинейные параметры Ландау *A*, *B* и *C*. Параметры μ и *A* одинакового порядка. В гелеобразной среде их значения составляют от десятков до сотен кПа. Параметры λ и *B* также одного порядка и на несколько порядков превосходят μ и *A* в гелеобразных средах. Если перейти от волновых скоростей к значениям модуля сдвига μ, измеренным по зависимостям сдвигового напряжения от деформации плоского слоя при различных значениях одноосного сжатия σ_{22}, можно распространить метод, предложенный в работе [4], на статический случай [5].Одноосное сжатие прикладывается к верхней границе и действует в направлении, перпендикулярном направлению действия сдвигового напряжения. Сдвиговый модуль μ_0 вычисляется по зависимости напряжения от деформации плоского слоя, измеренной без приложения одноосного сжатия. По аналогии с [4] в работе [5] получена формула для нелинейного параметра Ландау *A*:

$$A = -\frac{12\mu_0}{\sigma_{22}}(\mu - \mu_0 + \sigma_{22}). \qquad (9)$$

В [5] для измерения сдвигового модуля и нелинейного параметра Ландау *A* был использован метод статической деформации плоского слоя при различных величинах одноосного сжатия. Схема данного метода приведена на рис. 3. Два тонких слоя гелеобразного полимера (1), располагались между тремя плоскопараллельными

жёсткими пластинами. Наличие пары плоскопараллельных слоёв при взаимодействии обеспечивает чисто сдвиговую деформацию, поскольку в такой системе изгибные деформации обоих слоёв компенсируют друг друга. К пластинам, изготовленным из дюралюминия, были приклеены тонкие слои дерева, адгезия пластисола к которому была достаточно хорошей. Слои пластисола имели толщину h=7 мм в недеформированном состоянии и горизонтальные размеры 89x89 мм. Верхняя и нижняя пластины неподвижно закреплялись так, чтобы в процессе сдвиговой деформации слоёв они не могли смещаться в горизонтальном направлении. Нижняя пластина жёстко крепилась к столу. Верхняя пластина могла двигаться в вертикальном направлении. Средняя пластина не была закреплена и могла перемещаться в горизонтальном и вертикальном направлениях. Деформация сдвига получалась при приложении силы, действующей в горизонтальном направлении, к средней пластине. Для этого к средней пластине крепилась нить (3), перекинутая через блок (2). К свободному концу нити крепилась пластиковая ёмкость (4), которая в ходе эксперимента наполнялась водой. Отношение силы, действующей на слои со стороны ёмкости, к площади соприкосновения слоёв со средней пластиной есть напряжение σ, возникающее при сдвиге образца. Смещение средней пластины x измерялось с помощью микрометрического индикатора (5). Для определения относительной деформации ε вычислялось отношение смещения x к толщине слоя h. Для создания одноосного сжатия [6] на верхней пластине устанавливались грузы известной массы. Под действием этих грузов происходило сжатие слоёв, которое измерялось микрометром (6). Таким образом, при вычислении ε учитывался тот факт, что толщина слоя варьируется в зависимости от приложенного одноосного сжатия. Толщина каждого слоя, измеренная с помощью микрометра (6) при каждом значении одноосного сжатия, приведена в табл. 1. После того как толщина нагруженных слоёв была измерена, верхняя и нижняя пластины неподвижно фиксировались при помощи дополнительных креплений (7), чтобы приложенная к слоям сдвиговая деформация не привела к изменению их толщины. Слои нагружались так, чтобы максимальная сдвиговая деформация не превышала 60% от измеренной микрометром (6) толщины. При такой деформации можно наблюдать нелинейные эффекты [3], а разгрузочная кривая строго соответствует нагрузочной.

На рис. 2 зависимость сдвигового напряжения от деформации плоского слоя, измеренная без приложения одноосного сжатия, изображена ромбиками. Зависимость, линейная в области деформаций до 0.3, аппроксимирована прямой. Определённое методом наименьших квадратов значение линейного сдвигового модуля μ_0 = 22.6±1.8 кПа. Кружками на рис. 2 показана зависимость, измеренная при одноосном сжатии σ_{22} = 2.7±0.3 кПа. Эта зависимость также линейна в области деформаций до 0.3. Определённое методом наименьших квадратов значение сдвигового модуля при одноосном сжатии μ = 23.8±2.2 кПа. В результате значение A = -392±4 кПа.

Материал, закреплённый между плоскими пластинами, имеет большее значение сдвигового модуля, чем тот же самый материал со свободными границами, к которому в методе вдавливания в небольшой по сравнению с площадью его поверхности областью прикладывается сферический штамп из жёсткого материала. Это находится в соответствии с предположением о том, что при приложении к гелеобразной среде напряжений дополнительно к сдвиговому в этой среде происходит изменение сдвиговых упругих характеристик.

Сравнение зависимости сдвигового напряжения от деформации, измеренной в цилиндрическом слое с зависимостями, измеренными в плоском слое, позволяет отметить, что нелинейность материала в зависимости от геометрии проявляется по-разному. Так, вплоть до деформаций 0.3 в плоском слое зависимости линейны как в отсутствие одноосного сжатия, так и при его приложении к материалу. В цилиндрическом слое зависимость также линейна в указанном диапазоне деформаций. В этом диапазоне модуль сдвига в цилиндрической геометрии выше измеренного

методом вдавливания сферического штампа. Внутренние напряжения, которые возникают в цилиндрическом слое дополнительно к приложенным сдвиговым напряжениям, при деформациях до 0.4 меньше, чем напряжения, существующие в плоском слое при тех же деформациях. Поэтому измеренный эффективный сдвиговый модуль в плоском слое оказался выше, чем в цилиндрическом. В то же время, в цилиндрическом слое гелеобразной среды при деформациях свыше 0.4 (вплоть до 1 и выше) возникает эффект упрочения слоя. Подобный результат наблюдался в работе [3], где большим деформациям подвергался плоский слой. Данный результат приводит к важному заключению: приложение одноосного сжатия к плоскопараллельному слою пластисола принципиально приводит к его ужесточению и сопровождается увеличением модуля сдвига.

Проведённое в работе сравнение зависимостей сдвигового напряжения от деформации в двух разных конфигурациях: плоской и цилиндрической, показало, что в случае, когда плоскопараллельные границы исследуемого гелеобразного материала закреплены, в материале возникают внутренние напряжения, связанные с полимеризацией в ограниченном объёме. Внутренними напряжениями можно также управлять путём приложения одноосного сжатия. Показано, что в этом случае упругость гелеобразного материала увеличивается. По результатам измерения модуля сдвига, который увеличивается с увеличением нагрузки на материал, в работе было получено значение параметра Ландау A пластисола. Также было показано, что одноосное сжатие плоского слоя слабо влияет на увеличение модуля сдвига. Однако зависимость сдвигового модуля от одноосного сжатия слабая в сравнении с его зависимостью от деформации сдвига. Следовательно, внутренние напряжения, возникающие в плоском слое пластисола за счёт полимеризации, настолько велики, что влияние одноосного сжатия по сравнению с ними несущественно.

Измеренный модуль сдвига в цилиндрической геометрии больше измеренного методом вдавливания. Это означает наличие в цилиндрическом слое внутренних напряжений. При этом зависимость сдвигового напряжения от деформации, измеренная в цилиндрическом слое пластисола, точно аппроксимируется кубичной параболой с малым квадратичным членом. Значение нелинейного коэффициента β составило 0.9, что типично для пластисола [3].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-00114 и гранта Правительства Российской Федерации 11.G34.31.0066.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости, перев. с англ. М.: Наука, 1975. — 576 с.
2. Kanner L.M., Horgan C.O. Inhomogeneous shearing of strain-stiffening rubber-like hollow circular cylinders // Int. J. Solids Struct. — 2008. — V. 45. — P. 5464–5482.
3. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Сдвиговые волны в резонаторе с кубичной нелинейностью // Акуст. журн. — 2011. — Т. 57. — № 5. — С. 763–770.
4. Gennisson J.-L., Rénier M., Catheline S., Barrière C., Bercoff J., Tanter M., and Fink M. Acoustoelasticity in soft solids: Assessment of the nonlinear shear modulus with the acoustic radiation force // J. Acoust. Soc. Am. — 2007. — V. 122. — № 6. — P. 3211–3219.
5. Krit T. Estimation of nonlinear parameters applying uniaxial and shear stress to inhomogeneous viscoelastic media // J. Acoust. Soc. Am. — 2013. — V. 134. — P. 4215.
6. Erkamp R.Q., Skovoroda A.R., Emelianov S.Y., O'Donnell M. Measuring the nonlinear elastic properties of tissue-like phantoms // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. — 2004. — V. 51. — № 4. — P. 410–419. назад к содержанию

НЕОДНОРОДНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Толипов Х.Б.

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск
E-mail: thb@susu.ac.ru

Выполнен анализ обладающих неоднородной формой локализованных структур акустических волн. В определенных условиях процесс распространения волн сопровождается в ходе движения непрерывным нелинейным спадом амплитуды смещений, и излучением объемных волн, что позволяет выделить их как новый класс волн малой интенсивности с неоднородной структурой. Обнаружено новое физическое явление, неизвестное в технической литературе. Выявлена специфическая разновидность волн со сложной структурой, распространяющаяся вдоль ребра по устойчивой траектории.

1. Введение

Рассматриваемые в настоящей работе нелинейные процессы возникают при малых интенсивностях колебаний. Характерной особенностью этих волн является нелинейная зависимость амплитуд смещений от поперечной или продольной координат.

Структурная устойчивость волн малой интенсивности возникает, как правило, в тех случаях, когда не изменяются условия движения, либо возникают особые условия распространения. В этом плане интересен вопрос о существовании волн, распространяющихся вдоль ребра клина. Согласно законам акустики, скорость частиц среды по фронту волны из-за разной локальной толщины должна быть различной. Следовательно, траектория волны вдоль ребра клина не может быть устойчивой, и вследствие рефракции должна смещаться к его ребру. Однако опубликованные приближенные экспериментальные результаты [1], подтверждают распространение с различной скоростью волн вдоль ребра клина по устойчивой траектории. Отсутствие экспериментальных точек на графике свидетельствовало о сложности проведения экспериментов, поскольку очень трудно идентифицировать номера мод при наличии большого количества возникающих волн.

С этого времени появляются многочисленные теоретические исследования этих волн. Обзор публикаций до 1990 г. хорошо представлен в монографии [2]. Как в ранних, так и в более поздних исследованиях [3-8] получены либо эмпирические зависимости, либо приближенные решения. Отсутствие математической модели сдерживало практическое применение этих волн.

Как отмечено в [9], иногда «возможность получить точное аналитическое описание нелинейных процессов в рамках модельной задачи часто позволяет лучше понять их реальные физические особенности». В данном исследовании понимание процесса формирования акустической волны позволяет построить математическую модель физического явления.

2. Локализация упругих волн

Выясним причины устойчивого характера движения волны вдоль ребра клина. При возбуждении поверхностной волны, согласно принципу наименьшего действия [12], преимущественное направление движения будет в сторону более низкого пространственного градиента скорости. Это направление совпадает с перпендикуляром к ребру клина, поскольку волновое сопротивление при приближении к ребру резко уменьшается. Отражаясь от ребра, потоки энергий падающей и отраженной антисимметричных волн накладываются, что приводит к образованию стоячей волны [10]. В этой ситуации энергия волны по направлению к ребру не переносится, поэтому

происходит переориентация направления потока энергии волны, который устремляется вдоль ребра клина.

Таким образом, вначале возникает волновое движение перпендикулярно к ребру клина и существующее только в начальный период времени до образования стоячей волны, а затем формируется основной поток энергии в новом направлении - вдоль ребра клина. В возникшей интерференционной картине амплитуда смещений волны в направлении перпендикуляра к ребру является только функцией времени. Заметим также, что амплитуда волны, распространяющейся вдоль ребра, медленно снижается, поскольку часть энергии в начальный момент времени в ходе движения уходит на формирование стоячей волны по направлению перпендикуляра к ребру.

Для устойчивой траектории скорость частиц среды по фронту волны должна быть неизменной. В силу резонансной природы, ее значение будет определяться условием наилучшего возбуждения, соответствующим скорости волны при координате максимума стоячей волны. Поперечная неоднородность поля, в силу также резонансного характера колебаний, будет характеризоваться быстрым спадом амплитуды в направлении ребра.

Число пучностей стоячей волны ограничено (рис.1), поскольку область стоячей волны (ОСВ) имеет небольшие размеры, составляющие несколько длин рэлеевской волны. Опытные данные получены на оригинальной установке, приведенной в [10,11].

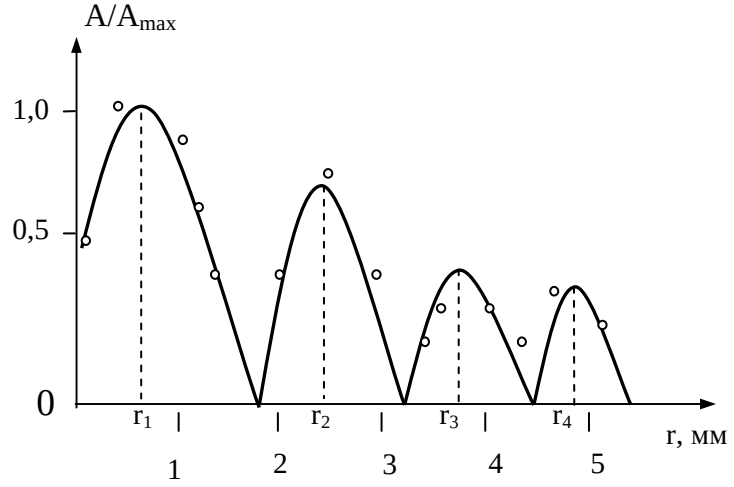


Рис. 1. Зависимость амплитуды стоячей волны от расстояния до ребра для угла клина 26°.

Представляет интерес значение скорости волны, соответствующей координате максимума стоячей волны. Для этого запишем волновое уравнение в цилиндрической системе координат (r,θ,z), в которой ось z направлена по ребру клина, а угол θ отсчитывается от биссектрисы угла клина:

$$\frac{1}{r_p^2}\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial\theta^2}+\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial z^2}+k_\ell^2\Phi_1=0,\quad \frac{1}{r_p^2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\theta^2}+\frac{\partial^2\psi_1}{\partial z^2}+k_t^2\psi_1=0. \qquad (1)$$

Здесь r_p - координата интерференционного максимума амплитуды волны, $k_\ell=\omega/v_\ell$, $k_t=\omega/v_t$, v_ℓ, v_t – скорости распространения объемных и поперечных волн соответственно, ω – круговая частота.

Решение этой задачи должно соответствовать бегущим по поверхности вдоль ребра клина плоским периодическим волнам:

$$\Phi_1=\left(A_1\,\mathrm{ch}\,\nu_1\theta+C_1\,\mathrm{sh}\,\nu_1\theta\right)\exp\left[i\left(pz-\omega t\right)\right]$$

$$\Psi_1 = \left(A_2 \operatorname{ch} \nu_2 \theta + C_2 \operatorname{sh} \nu_2 \theta\right) \exp\left[i\left(pz - \omega t\right)\right] \qquad (2)$$

где: $\nu_1 = r\sqrt{p^2 - k_\ell^2}$, $\nu_2 = r\sqrt{p^2 - k_t^2}$, p – волновое число искомой волны, ν_1 и ν_2 – угловые волновые числа. В дальнейших выкладках множитель $\exp\left(-i\omega t\right)$ опускается.

Дополним (1) граничными условиями, выражающими отсутствие сдвиговых и нормальных напряжений при углах $\theta = \pm\theta_0$:

$$\sigma_{r\theta} = \frac{2}{r_p}\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z \partial \theta} + \frac{1}{r_p}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(2\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z^2} + k_t^2 \psi_1\right) = 0,$$

$$\sigma_{\theta\theta} = -\frac{k_t^2}{2}\Phi_1 - \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r_p}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{1}{r_p}\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z \partial \theta}\right) = 0. \qquad (3)$$

Если распределение потенциалов задается функциями (2), то упомянутые выше граничные условия приводят к алгебраической системе четырех однородных уравнений для нахождения амплитуд A_1, A_2, C_1, C_2. Условием существования нетривиального решения этой системы уравнений является равенство нулю ее детерминанта.

С учетом обозначений $\alpha = \sqrt{p^2 - k_\ell^2}$, $\beta = \sqrt{p^2 - k_t^2}$, он принимает вид:

$$\frac{\left(p^2 + \beta^2\right)^2}{4\alpha\beta\, p^2} - \left[\frac{\operatorname{th} \beta r_p \theta}{\operatorname{th} \alpha r_p \theta}\right]^m = 0, \qquad (4)$$

где $m = 1$ соответствует симметричным, а $m = -1$ – антисимметричным волнам.

Для рассматриваемой задачи представляет интерес только антисимметричные волны. Особо отметим, что в этой задаче определяется скорость волны вдоль ребра клина, соответствующая координате пучности стоячей волны. На рис. 2 представлены рассчитанные кривые относительной фазовой скорости антисимметричной волны для различных углов клина. Как и следовало ожидать, при больших значениях пространственных координат скорости волн стремятся к классической скорости волны Рэлея.

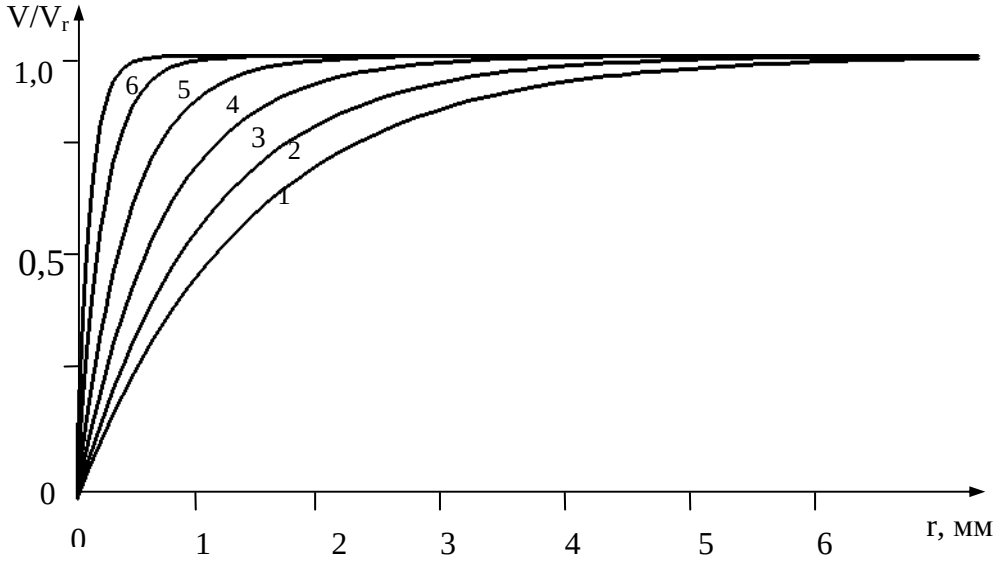


Рис. 2. Зависимость относительной скорости распространения антисимметричных волн от расстояния до ребра клина для углов клина: 1 – 6, соответственно 15°, 30°,40°, 50°, 65°, 80°.

3. Дискретный спектр поля

В приведенных выше рассуждениях отчетливо проявляется характер изучаемого движения, определяемый двумя масштабами: перпендикулярного, направленного к ребру клина и существующее только в начальный период времени до образования интерференционной картины, и параллельного, определяющего распространение вдоль кромки клина. Совместное действие этих процессов приводит к установлению стационарного режима распространения возмущений параллельно ребру клина, с уменьшающейся по ходу движения амплитудой.

Величина скорости волны первой моды вычисляется следующим образом: вначале определяется локальная толщина клина при координате максимума (рис. 1), а затем по графику (рис. 3) определяется скорость, соответствующая этой координате. Возбуждение частиц среды в окрестности следующих максимумов приводит к распространению мод более высокого порядка и соответственно с более высокими скоростями.

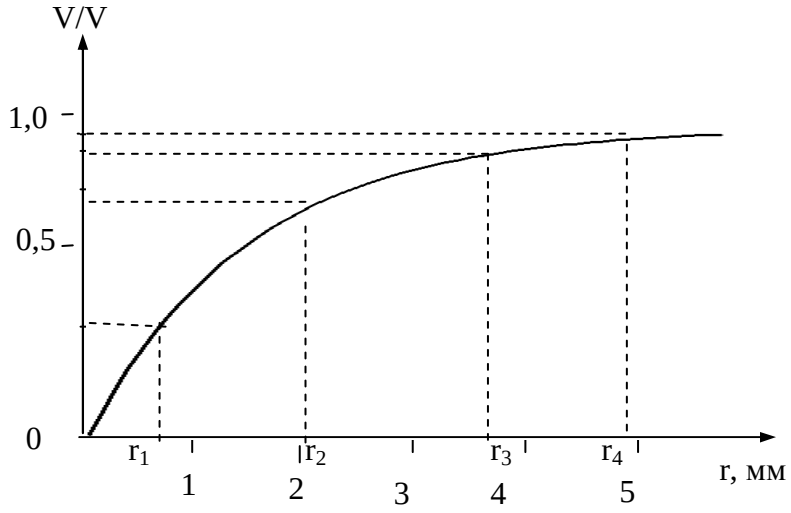


Рис. 3. Зависимость скорости локальных мод от волновой толщины для угла клина 26°.

Таким образом, решения дисперсионного уравнения вблизи ребра в пределах ОСВ создают дискретный спектр поля, отражая факт возникновения волн с поперечной локализацией поля, а за этой областью решения имеют сплошной спектр, свидетельствующий о делокализации поля.

С увеличением угла клина ОСВ сокращается (рис.4), и соответственно уменьшается ширина волновых каналов.

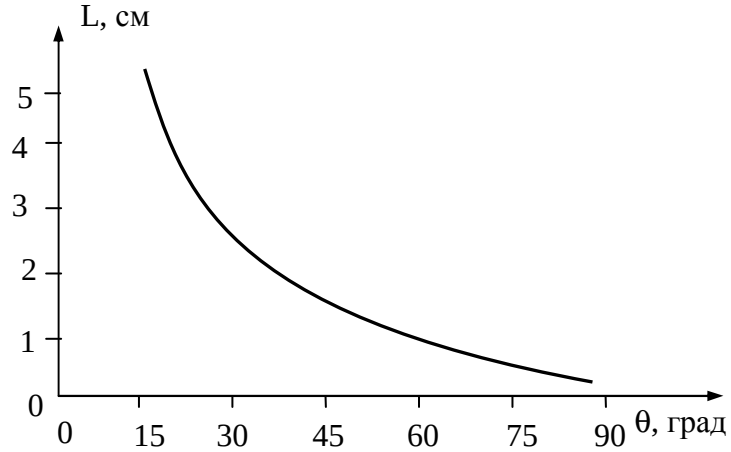


Рис. 4. Зависимость протяженности области стоячей волны от угла клина.

Также увеличение угла клина приводит к уменьшению числа возбуждаемых мод. Значение скорости каждой моды будет определяться конкуренцией двух механизмов. С одной стороны координаты максимума стоячей волны с увеличением угла клина сближаются к ребру, что ведет к уменьшению скорости моды, с другой – растет локальная толщина клина, приводящая к увеличению ее скорости.

На рис. 5 приведена зависимость скорости первой моды от угла клина. Характерно, что скорость возбуждаемой моды всегда ниже скорости волны Рэлея и монотонно падает с уменьшением угла клина. Отметим также, что зависимость скорости от угла клина начинается не с нуля.

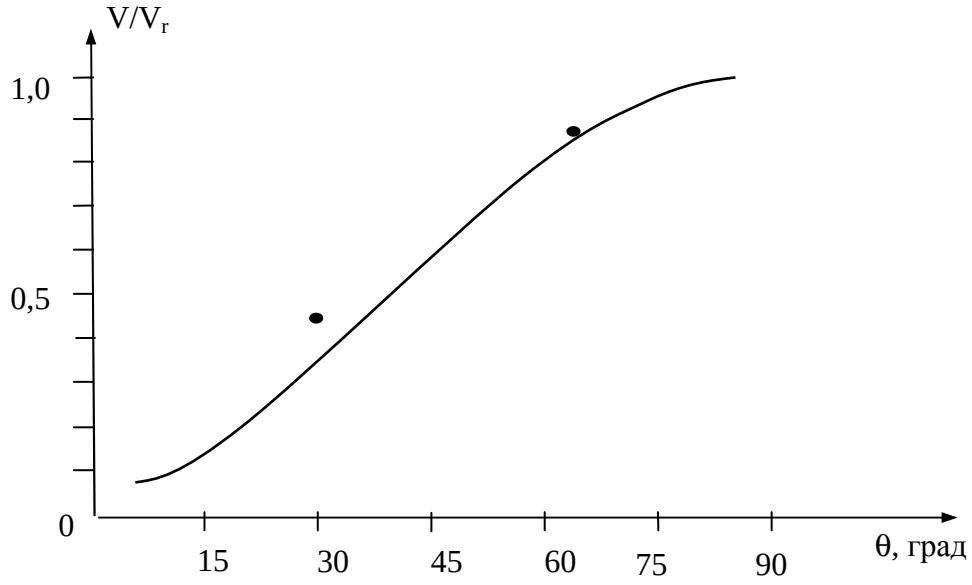


Рис. 5. Зависимость скорости первой моды от угла клина, ● – экспериментальные значения.

Поскольку с уменьшением угла клина координата пучности стоячей волны только приближается к ребру и всегда имеет конечное значение, отличное от нуля. При этом локальная толщина клина также отлична от нуля, что определяет конечное значение скорости моды.

4.Эсперимента льные исследования

Для проверки теоретических результатов были проведены эксперименты на дюралюминиевой клиновидной пластине с углом раствора 26°. Возбуждение волн осуществлялось клиновыми преобразователями [13]. Скорости локальных волн определяли импульсным методом измерением времени между двумя участками поверхности. Базой измерений служила вся длина образца. Вначале определялись групповые скорости цуга волн, а затем по расчетной зависимости вычислялись их фазовые скорости. Амплитуды волн различных мод в силу резонансного характера зависели от угла клинового преобразователя и практически на порядок отличались от амплитуды рэлеевской волны. Это различие объясняется площадью возбуждения поверхностных волн. Если рэлеевская волна возбуждается всей поверхностью пьезодатчика, то моды антисимметричных волн, имеющие узкий фронт, возбуждаются частью площади пьезодатчика. Ширина волнового канала с возрастанием угла уменьшается, чем объясняется сложность возбуждения этих мод при больших углах клина. Следует отметить, что значительное влияние на акустические процессы оказывает острота клина. Это объясняется тем, что при радиусах округления острия клина, сравнимых с длиной волны, происходит не отражение, а просачивание на вторую грань клина.

Удовлетворительное совпадение расчетных и измеренных значений относительных фазовых скоростей различных мод, приведенных в таблице 1, свидетельствует о правомерности предложенной математической модели.

Таблица 1

Номер моды	1	2	3	4
Измеренная скорость	0,45	0,74	0,91	0,97
Расчетная скорость	0,33	0,77	0,89	0,96

4. Заключение

Исследования показали, что при распространении колебаний вдоль ребра клина образуется акустическое поле, структура которого имеет специфическую форму. В ее составе выделяются две взаимноперпендикулярные составляющие. Одна из них, являясь осциллирующей временной функцией, формирует профиль волны в поперечном направлении. Другая составляющая обеспечивает профиль бегущей вдоль ребра клина волны, который определяется частотой источника возбуждения и скоростью волны. Совместное действие этих составляющих приводит к установлению стационарного режима распространения возмущения вдоль ребра клина с резонансной локализацией энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Moss S.L., Maradudin A.A., Cunningham S.L. Vibrational edge modes for wedges with arbitrary interior angles // Phys. Rev. B.– 1973.– V.8.– P. 2999.
2. Бирюков С. В. и др. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991.
3. Коробов А.И., и др. Клиновые волны // Сборник трудов XXIV сессии Российского акустического общества.– М.:ГЕОС – 2011.–Т.1.– С. 228 – 232.
4. Шанин А.В. О возбуждении волн в клиновидной области. Акуст. журн. 2013 Т. 59.№4. С. 502–507.
5. Крылов В.В., Рагузина И.В. Рассеяние клиновых акустических волн // Акуст. журн., 1988. №5. С. 949-951.
6. Боженко В.В., и др. Экспериментальное исследование клиновых акустических волн // Акуст. журн., 1985. №2. С. 262-264.
7. Крылов В.В., Можаев В.Г. Отражение и прохождение волн Рэлея в клине // Акуст. журн., 1985. Т. 31 №6. С. 751-755.
8. Гринченко В.Е., Мелешко В.В. Свойства гармонических волн, распространяющихся вдоль ребра прямоугольного упругого клина. // Акуст. журн., 1981. №2. С. 206-212.
9. Руденко О.В. Нелинейные пилообразные волны. УФН, Т.165,№9, 1995.
10. Толипов Х.Б. Стоячие волны в клиновидной пластине. Акуст. журн. 2013 Т. 59.№4. С. 502–507.
11. Толипов Х Б. Теоретическое и экспериментальное исследование волн, распространяющихся вдоль ребра клина. ПМТФ. 2012. Т.53, № 6 С. 58-64.
12. Дьелесан Э, Руайе Д. Упругие волны в твердых телах.– М.: Наука. 1968.
13. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука. 1966.

назад к содержанию

О ВЛИЯНИИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНО-ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ ЭМИССИЮ НИКЕЛЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОТЖИГЕ

Кудрявцев Е.М.[1], Зотов С.Д.[1], Лебедев А.А.[1], Ляховицкий М.М.[2], Покрасин М.А.[2], Рощупкин В.В.[2]

[1]Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН,г. Москва, Россия
[2]Институт металлургии и материаловедения им.А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

e-mail: kudriavt@sci.lebedev.ru

Известно, что процессы перестройки внутренней структуры многих материалов (фазовые переходы, рождение и уничтожение дислокаций) могут сопровождаться акустической эмиссией (АЭ) [1]. По параметрам АЭ (общее число импульсов, вид и спектр акустических сигналов и др.) можно судить о процессах, происходящих внутри материала, без его разрушения.

Ранее было показано [2], что при многочасовом отжиге некоторых металлов и сплавов часть акустических событий носит почти периодический характер, что позволило предположить наличие независимого волнового процесса, влияющего на появление АЭ. Такой процесс могут обеспечивать Медленные уединенные упругие волны (МУУВ) [3], возникающие при быстром нагреве образца в печи для отжига [4]. В предложенной модели МУУВ стимулировали выход дислокаций из глубины материала на поверхность, где они излучали сигналы АЭ.

Здесь изучалась возможность сокращения времени высокотемпературного отжига образцов никеля за счёт многократного облучения их импульсами CO_2-лазера при $T_{комн}$. Ранее было показано, что однократное воздействие лазерного импульса может возбуждать в образцах различные компоненты МУУВ [5]. При движении по материалу, они должны стимулировать выход на поверхность дислокаций, как и в случае отжига. Образцы изготавливались из никелевой проволоки, которую предварительно деформировали протяжками через отверстия до диаметра 2мм. Проволока нарезалась на 3 пары кусков длиной 60мм, к которым приваривались акустические волноводы длиной 280мм из малошумящей нержавеющей стали. В каждой паре один, *исследуемый* образец был подвержен многократному облучению импульсами CO_2-лазера. Затем все образцы отжигались в печи в течение ~8 часов при $T\sim1000^{o}C$. Во всех случаях в течение отжига регистрировалась АЭ, излучаемая образцами. В результате опытов оказалось, что суммарная энергия акустических событий, возникших при отжиге образцов *сравнения*, значительно (в 30 раз; в 3 раза; и на 30% в указанных парах) превосходит эту же величину при отжиге исследуемых образцов (рис.1,2).

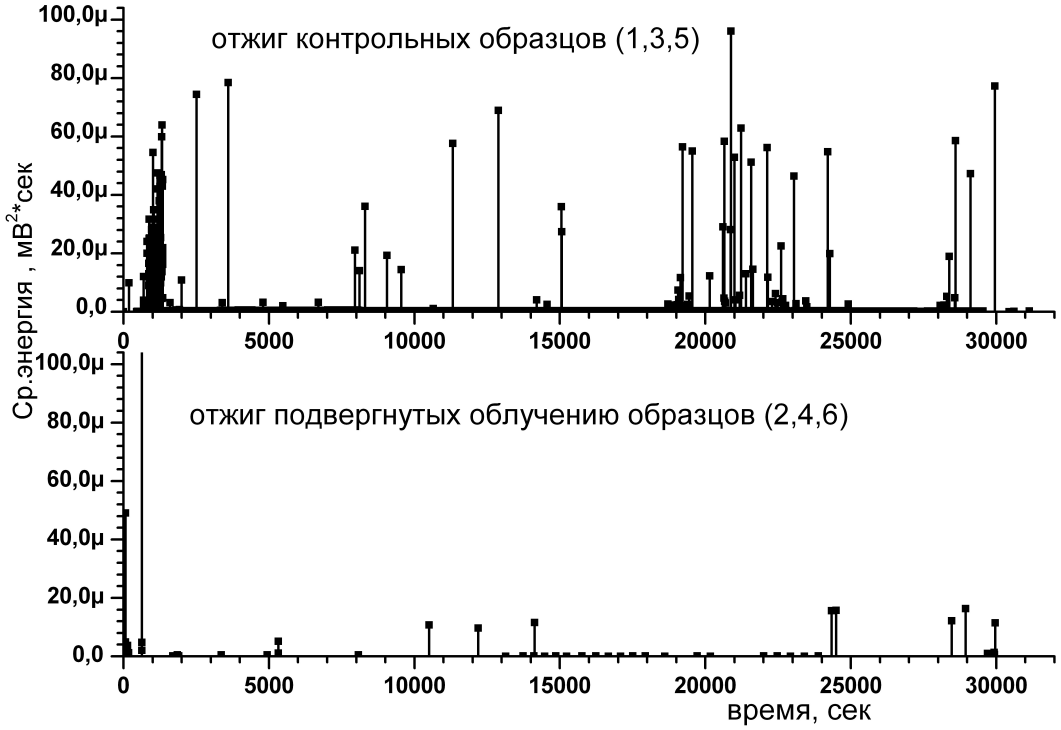


Рис.1. Сравнение средней энергии сигналов АЭ при отжиге контрольных и исследуемых образцов

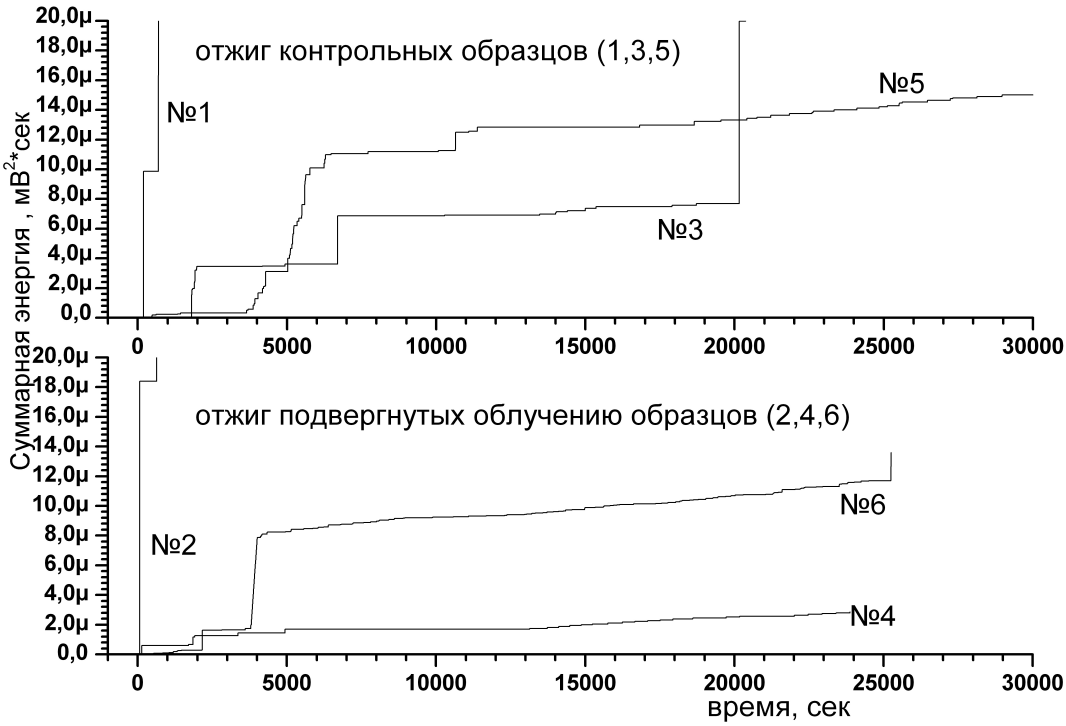


Рис.2. Сравнение суммарной энергии АЭ при отжиге контрольных и исследуемых образцов

Возникающую разницу можно объяснить меньшим числом дислокаций, оставшихся в образце после многократного прохождения по нему волн типа МУУВ, которые возбуждались в результате каждого лазерного импульса.

Исследования обнаруженного эффекта продолжаются (для начала будут выясняться причины сравнительно большого разброса полученных данных).

Выводы. Выполненные эксперименты показывают, что сделанное нами предположение о возможности повышения эффективности высокотемпературного отжига образцов за счёт вспомогательного лазерного облучения, - имеет все основания быть справедливым. Для окончательного прояснения проблемы необходимы дополнительные исследования.

Благодарности. Работа поддержана проектами РФФИ 10-08-01003 и 14-08-00981. Авторы благодарят Лоткову Э.Н., Кузнецова А.А. за участие в экспериментах и обсуждениях, Нишанова Дж. за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рощупкин В.В., Ляховицкий М.М., Минина Н.А., Покрасим М. А., Афанасьев И. А., Соболь Н. Л., Чернов А. И. Исследование акустическими методами динамики рекристаллизации и фазовых переходов в армко-железе и конструкционной стали .- ТВТ. - т.42, №6, 2004 - с.873-877.
2. Кудрявцев Е.М., Зотов С.Д., Лебедев А.А., Ляховицкий М.М., Рощупкин В.В. Акустическая эмиссия как метод регистрации Медленных уединенных упругих волн с дискретными скоростями, возникающих при структурных превращениях в металлах и сплавах. - Сборник материалов: The Third Intern.Conf. Deformation & Fracture of Materials and Nanomaterials (DFMN3009).- vol.II.- Москва,2009.- с.238-239.
3. Кудрявцев Е.М., Зотов С.Д., Лебедев А.А., Крайский А.А., Колокольцев В.Н. Ляховицкий М.М., Рощупкин В.В. Медленные уединённые упругие волны с дискретными скоростями, возбуждённые в твёрдом теле, дирижируют его акустической эмиссией. - Сб. трудов XXIV сессии Российского акустического общества,- Т. I., 2011. - с.118-122.
4. Кудрявцев Е.М. Последовательность из многих уединенных упругих волн с дискретными, вдвое убывающими, начиная от скорости звука, скоростями, возбуждаемая однократным импульсом в конденсированных средах. - Сб. трудов XIII сессии Российского акустического общества. - т.1 Физическая акустика. - Москва, ГЕОС, 2003. - с.204-207.
5. Кудрявцев Е.М., Зотов С.Д., Лебедев А.А. Материалы XVII Международной конференции. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам. - Изд-во МАИ-ПРИНТ , 2011. - с.567-569.

назад к содержанию

НАВЕДЁННОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ
Кулакова Л.А., Аверкиев Н.С. 2

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ АБЛЯЦИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ KRF-ЛАЗЕРА
Бочкарев Н.Н.[1)], Соковиков В.Г.[1)], Левицкий М.Е.[2)] 9

АНИЗОТРОПИЯ ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ПАРАТЕЛЛУРИТА
Ахмеджанов Ф.Р.[1)], Болтабаев А. Ф.[1)], Рахимов Э.Т.[1)] 15

НАВЕДЁННОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Кулакова Л.А., Аверкиев Н.С.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, г. Санкт-Петербург

E-mail:L.Kulakova@mail.ioffe.ru

Проводившиеся нами ранее исследования влияния ультразвуковой деформации на спектр излучения квантоворазмерных гетеролазеров выявили возможность управления частотой и направлением их излучения. Нами было показано, что эти эффекты являются следствием акустоэлектронного и фотоупругого воздействий на спектр усиления и спектр оптического резонатора упругой деформации. Последние наши исследования поляризационных характеристик излучения обнаружили поворот направления вектора поляризации в присутствии сдвиговой ультразвуковой деформации. Теоретический и экспериментальный анализ показал, что такой эффект, наблюдавшийся нами впервые, является следствием смешивания волновых функций дырочных состояний в квантовой яме активного слоя гетероструктуры, обусловленного сдвиговой деформацией.

Однако, для абсолютного утверждения такого вывода необходимо учесть в исходно оптически изотропного материале структуры все возможные эффекты двулучепреломления, обусловленные комплексом возможных деформаций в гетероструктуре.

Данная работа посвящена анализу изменения оптических свойств исследованных структур при воздействии как технологических, так и введённых извне ультразвуковых деформаций. Представлен также анализ зависимости выходной интенсивности излучения от ориентации поляризационного анализатора при различных соотношениях деформаций.

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустические исследования оптических свойств в квантоворазмерных гетероструктурах находят всё более широкое применение благодаря возможности выявления и исследования различных эффектов, как фундаментального, так и прикладного характера [1-11]. Исследования воздействия переменной деформации на такие структуры с целью изучения изменения и управления частотным спектром излучения проводились в различных диапазонах частот переменной деформации от ультразвукового [1,2,4-6,9-11] до гиперзвукового [3,7,8]. Нами были исследованы механизмы воздействия ультразвуковой деформации на спектр излучения лазерных гетероструктур. Экспериментально и теоретически показано, что частотная модуляция излучения возникает вследствие согласованности акустоэлектронного и упруго-оптического взаимодействий [1,2,4,5]. Упруго-оптическое взаимодействие приводит также к модуляции направления излучения [6]. И, наконец, при исследовании возможности управления поляризационными характеристиками излучения нами было обнаружено, что ультразвуковая сдвиговая деформация приводит к модуляции направления вектора поляризации [9-11]. Происходит это вследствие квантовых эффектов акустоэлектронного взаимодействия: под влиянием переменной деформации происходит изменение расщепления дырочных состояний в квантовой яме и смешивание их волновых функций, приводящего к изменению направления поляризации.

Однако, несмотря на всестороннюю экспериментальную и теоретическую обоснованность экспериментально выявленного фундаментального квантового эффекта, остаётся неисследованным вопрос о возможном влиянии упруго-оптического эффекта на поляризационные свойства в присутствии сдвиговой деформации. Эффекты наведённого двулучепреломления усложняются тем, что, как известно, в квантово-размерных гетероструктурах существуют значительные механические напряжения. Исследованию влияния комплекса возможных деформаций, обусловленных как технологическими напряжениями, так и введённой извне сдвиговой деформацией, на поляризационные

свойства изначально линейно поляризованного излучения посвящена данная работа. В качестве базового объекта будем рассматривать кубический кристалл.

2. ПОВОРОТ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ В ПРИСУТСТВИИ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Пусть в кубическом кристалле вдоль оси X распространяется монохроматическая световая волна с линейной поляризацией вдоль Y. Тензор диэлектрической проницаемости в этом случае является скалярной величиной, т.е. $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_0$. Рассмотрим изменение поляризационных параметров такой волны в присутствии различных упругих деформаций S_{22}, S_{33}, S_{23} в плоскости поляризации YZ. Тензор ε_{ik} в этой плоскости принимает вид:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

где

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^{\,0} + \Delta\varepsilon_{ik}, \qquad \Delta\varepsilon_{ik} = \varepsilon_i p_{ikmn} \varepsilon_k S_{mn} \qquad (2)$$

$\varepsilon_{ik}^{\,0} = \delta_{ik}\varepsilon_0$ - значение диэлектрической проницаемости в невозмущённом кристалле, p_{iklmn} - компоненты тензора фотоупругих модулей, S_{mn} - компоненты упругой деформации.

Поскольку ε_{ik} симметричен, его можно привести к главным осям. Для этого необходимо решить систему уравнений

$$(\varepsilon_{ik} - \delta_{ik}\lambda)A_k = 0 \qquad (3)$$

где λ - собственные значения тензора ε_{ik} в главных осях, а $A_k = Cos\beta_k$, (i = 2, 3) - направляющие косинусы главных осей.

Условием существования ненулевых решений для A_k является равенство нулю определителя системы уравнений (3). В результате решения соответствующего уравнения получаем выражение для λ^j, которое в матричном представлении имеет вид:

$$\lambda^j = \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_3 \pm \sqrt{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 + 4\varepsilon_4^{\,2}}}{2}, \qquad (4)$$

Для нашего случая, согласно (2)

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 + \varepsilon_0^{\,2}(p_{11}S_2 + p_{12}S_2), \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_0 + \varepsilon_0^{\,2}(p_{11}S_3 + p_{12}S_3), \quad \varepsilon_4 = \varepsilon_0^{\,2} p_{44} S_4. \qquad (5)$$

Используя соотношения (5) выражение (4) можно привести к следующему виду:

$$\lambda^j = \frac{2\varepsilon_0 + \varepsilon_0^{\,2}(p_{11} + p_{12})(S_2 + S_3)}{2} \pm \frac{\varepsilon_0^{\,2}\sqrt{(p_{11} - p_{12})^2 (S_2 - S_3)^2 + 4p_{44}^{\,2} S_4^{\,2}}}{2}, \qquad (6)$$

где j= 2, 3. Векторы $\boldsymbol{A}^j$ являются собственными векторами тензора диэлектрической проницаемости. Поскольку он симметричен, векторы его ортогональны. Решая систему уравнений (3) с использованием (6) и учётом ортогональности $((A_2^{\,j})^2 + (A_3^{\,j})^2 = 1)$, получим значения направляющих косинусов $A_k^{\,j}$ главных осей.

$$(A_2^{\,j})^2 = \frac{(\lambda^j - \varepsilon_3)}{2\lambda^j - (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3 \pm \sqrt{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 + 4\varepsilon_4^{\,2}}}{\pm 2\sqrt{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 + 4\varepsilon_4^{\,2}}} \qquad (7)$$

$$(A_3^{\,j})^2 = \frac{(\lambda^j - \varepsilon_2)}{2\lambda^j - (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)} = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2 \pm \sqrt{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)^2 + 4\varepsilon_4^{\,2}}}{\pm 2\sqrt{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)^2 + 4\varepsilon_4^{\,2}}}$$

Для дальнейшего анализа поворота главных осей достаточно рассмотреть изменение угла поворота оси Y (см.Рис.1), т.е. $A_2^{(2)} = cos\beta$ в деформированном кристалле. С учётом (5) и (6) получаем

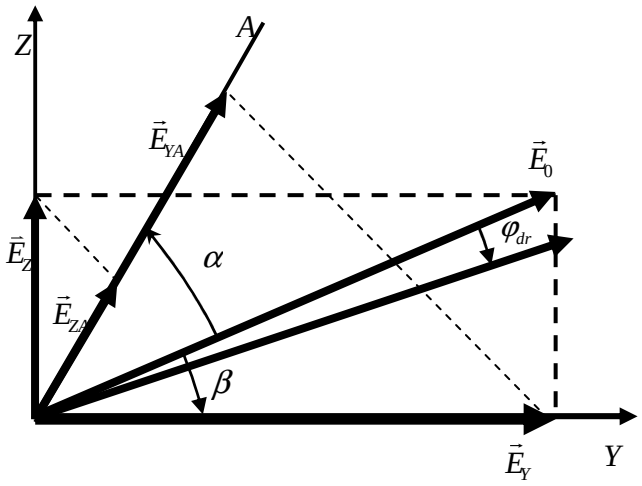


Рис.1 Схема изменения направления вектора поляризации относительно главных оптических осей в деформированном кристалле.

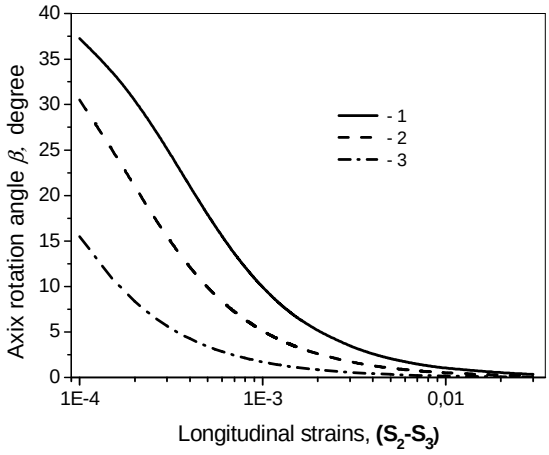


Рис.2 Зависимость изменения угла поворота главных осей от величины продольных деформаций при различных сдвиговых деформациях S_4: 1- $6*10^{-5}$, 2 - $3*10^{-5}$, 3 - 10^{-5} соответственно.

$$cos\beta = \frac{1}{\sqrt{2}}[1+\frac{1}{\sqrt{1+B}}]^{1/2}, \quad B = \frac{4p_{44}^{\ 2}S_4^{\ 2}}{(p_{11}-p_{12})^2(S_2-S_3)^2} \tag{8}$$

Проанализируем это выражение.

1. При $S_4 = 0$ анизотропия из-за продольных деформаций возникает, но $cos\beta = 1, \beta = 0$, а значит, как и следовало ожидать, поворот главных осей отсутствует.
2. В зависимости от соотношения деформаций S_{ik}, $0 \le B < \infty$. Это значит, что $1 \ge cos\beta \ge 1/\sqrt{2}$, и, значит, поворот главных осей возможен в пределах $\pm 45^0$.

Зависимость величины угла поворота β от соотношения продольных $S_2 - S_3$ и сдвиговых S_4 деформаций, т.е. от величины *B* представлена на рис.2 . Главные выводы, следующие из этой зависимости: а) существенный поворот главных осей в присутствии деформаций в плоскости YZ происходит при соизмеримых значениях продольных и сдвиговых деформаций; б) в условиях напряжённых квантово-размерных гетероструктур на основе кристаллов GaAs ($p_{11} - p_{12} = -0{,}025$ $p_{12} = -0{,}14$, $p_{11} = -0{,}165$, $p_{44} = -0{,}072$ [12]), где $S_2 - S_3$ имеет величину около $3 \cdot 10^{-2}$, а введённая сдвиговая деформация S_4 не превышает 10^{-4}, параметр $B < 4 \cdot 10^{-4}$, а значит, угол поворота главных осей мал: $\beta << 1$.

3. ПОВОРОТ ВЕКТОРА ПОЛЯРИЗАЦИИ

Вычислим, как изменится направление вектора поляризации в деформированном кристалле. Поскольку, наличие упругих деформаций приводит к соответствующему повороту главных оптических осей на угол β (см. рис.1), световой вектор линейно поляризованной волны с амплитудным значением E_0 можно представить, как результат сложения распространяющихся в одном направлении двух линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний вектора ***E***. Показатели преломления n^Y и n^Z в деформированном кристалле для этих двух волн различны,

поэтому за время прохождения через него между этими волнами возникнет оптическая разность хода, которой соответствует разность фаз δ на выходе из кристалла:

$$\delta = 2\pi L(n^Y - n^Z)/\lambda_0, (n^Y - n^Z) = \frac{\lambda_2 - \lambda_3}{2n_0}, \quad (9)$$

где λ_0 – длина волны света в вакууме, L – длина оптического пути.

Учитывая (6), получаем

$$\delta = \frac{\pi L n_0^3}{\lambda_0}\sqrt{(p_{11} - p_{12})^2(S_2 - S_3)^2 + 4p_{44}^2 S_4^2}\ . \quad (10)$$

Таким образом, на выходе из кристалла имеются два взаимно перпендикулярных световых колебания:

$$\begin{aligned} E_Y &= E_0 \cos\beta \cos(\omega t + \delta) \\ E_Z &= E_0 \sin\beta \cos\omega t \end{aligned}\ . \quad (11)$$

Анализатор пропускает составляющие этих волн вдоль одного направления ОА, амплитуды которых равны соответственно

$$\begin{aligned} E_{YA} &= E_0 \cos\beta \cos(\alpha + \beta) \\ E_{ZA} &= E_0 \sin\beta \sin(\alpha + \beta) \end{aligned} \quad (12)$$

Поскольку обе эти волны когерентны, то вышедшие из анализатора лучи интерферируют. Результирующая интенсивность ($I \sim E^2$), используя закон сложения однонаправленных колебаний (теорема косинусов), может быть определена как:

$$I = I_0[\sin^2\beta * \sin^2(\alpha+\beta) + \cos^2\beta * \cos^2(\alpha+\beta) + \frac{1}{2}\sin 2\beta * \sin 2(\alpha+\beta) * \cos\delta] \quad (13)$$

Приравнивая нулю производную интенсивности по углу α, $I'_\alpha = 0$, получаем угол поворота $\alpha_{extrem} = \varphi_{dr}$ вектора поляризации выходного излучения в кристалле за счёт двулучепреломления при любых соотношениях упругих деформаций:

$$tg2\varphi_{dr} = \frac{(\cos\delta - 1)tg2\beta}{1 + \cos\delta * tg^2 2\beta} \quad (14)$$

Из выражения (14) следует:

1. Угол φ_{dr} всегда отрицательный, т.е. поворот направлен в сторону уменьшения угла между главной осью и вектором поляризации. Из проведённого расчёта для GaAs – базовый кристалл для гетероструктур ($p_{11} - p_{12} = -0{,}025$ $p_{12} = -0{,}14$, $p_{11} = -0{,}165$, $p_{44} = -0{,}072$, $n_0 =$ 3,4, L= $900\,\mu$) видно (см.рис.3), что существующие внутренние технологические напряжения в лазерных гетероструктурах могут значительным образом влиять на поляризацию генерируемого излучения в присутствии сдвиговой деформации.

2. Зависимость угла φ_{dr} от величины деформаций носит квазипериодический характер (Рис.3), который определяется разностью фаз δ:

при $\cos\delta = 1$, т.е. $\delta = 2\pi k$, $k = 0,1,2,...$ $\varphi_{dr} = 0$;

при $\cos\delta = -1$, т.е. $\delta = \pi(2k+1)$, $k = 0,1,2,...$ $|\varphi_{dr}| = |\varphi_{dr}|_{\max}$.

3. При этом величина φ_{dr} не зависит от знака комбинации деформаций (S_2-S_3) и S_4, поскольку и фазовый сдвиг δ, и угол поворота главных оптических осей β определяются квадратами этих деформаций , ($\varphi_{dr} = F((S_2 - S_3)^2, S_4^2)$, см.(8), (10). Более того, это значит, что и знакопеременная деформация (например, $S_4 \sim \sin \Omega t$) не вызывает изменения знака φ_{dr} (см. рис.4), т.е. изменяется с удвоенной периодичностью по сравнению с переменной деформацией.

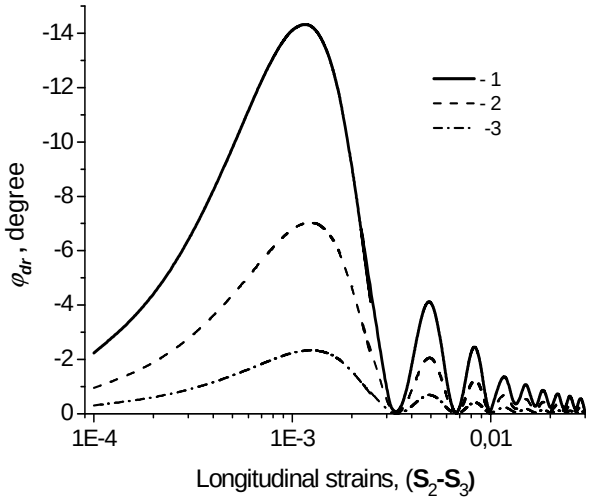


Рис.3 Зависимость изменения угла поворота вектора поляризации от величины продольных деформаций при различных S_4: 1- $6*10^{-5}$, 2 - $3*10^{-5}$, 3 - 10^{-5}

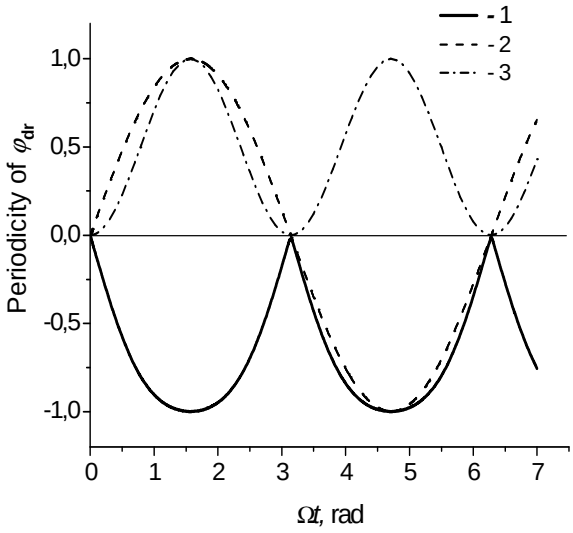


Рис.4. Периодичность изменения угла поворота вектора поляризации при воздействии переменной S_4: 1 - $\varphi_{dr}(t)/\varphi_{dr}{}^0$, 2 - $S_4 \sim Sin\Omega t$, 3 - $Sin^2\Omega t$.

Как было показано выше, в интересующих нас объектах $\beta << 1$. Поэтому выражение (13) можно упростить, пренебрегая членами второго порядка малости по β:

$$I = I_0[Cos^2\alpha + A * Sin2\alpha], \quad A = 1/2(Cos\delta - 1)Sin2\beta = 1/2 Sin2\varphi_{dr} \qquad (15)$$

$$Sin2\varphi_{dl} = (Cos\delta - 1)Sin2\beta \qquad (16)$$

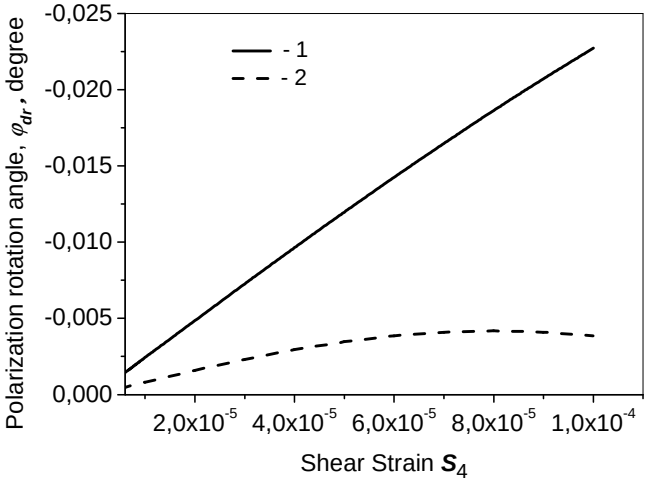


Рис.5. Зависимость изменения φ_{dr} от величины сдвиговой деформации при различных продольных деформациях.

Первый член в полученном выражении (15) отражает угловую зависимость выходной интенсивности линейно поляризованного излучения в отсутствие деформаций, второй – является следствием поворота вектора поляризации в деформированном кристалле на угол φ_{dr}, для которого выражение (16) совпадает с (14) в условиях принятых допущений $\beta << 1$. Расчёт зависимости величины φ_{dr}, согласно (16) от величины сдвиговой деформации S_4 при различных (S_2 - S_3) приведены на рис.5.

Результаты проведённых расчётов можно использовать для деформаций, переменных во времени. С достаточной степенью точности они применимы для случая переменных деформаций, возбуждаемых ультразвуковой волной, распространяющейся в плоскости YZ, с направлением смещений в этой же плоскости, когда длина звуковой волны Λ_S существенно больше сечения a светового луча: $\Lambda_S >> a$. Именно такая ситуация реализуется в нано-размерных лазерных гетероструктурах [4,6,9].

Следует отметить, что формула (15) идентична экспериментально полученной [9,10] угловой зависимости интенсивности излучения напряжённой лазерной гетероструктуры в присутствии введённой извне сдвиговой ультразвуковой деформации. Теоретический анализ показал, что поворот вектора поляризации происходит вследствие квантовых эффектов акустоэлектронного взаимодействия. Угол поворота $\varphi_{ae} \sim S_4$, т.е. изменяется с периодичностью звуковой волны и при $S_4=3*10^{-5}$ амплитуда его $\varphi_{ae}^{\ 0}$=0,01Rad (0,6 град.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнивая результаты проведённого исследования воздействия наведённого двулучепреломления, обусловленного фотоупругим механизмом, на поляризационные свойства излучения в напряжённых квантоворазмерных гетероструктурах с результатами воздействия акустоэлектронного взаимодействия [9 - 11], приходим к следующим главным выводам.

1. В рамках обоих механизмов возможен поворот направления вектора поляризации излучения, распространяющегося через напряжённую квантово-размерную гетероструктуру при введении в неё сдвиговой деформации.
2. Величина угла поворота существенно зависит от соотношения сдвиговой и продольных деформаций.
3. При этом существует фундаментальное отличие проявления этих механизмов при введении переменной сдвиговой деформации: изменение угла поворота $\varphi_{ae} \sim S_4(\Omega t)$ является знакопеременным и периодичность его совпадает с периодичностью переменной деформации; $\varphi_{dr}(t) \sim S_4^{\ 2}(\Omega t)$ не является знакопеременным и изменяется с удвоенной периодичностью по сравнению с переменной деформацией. Это обстоятельство, казалось бы, даёт возможность разделить вклады этих двух механизмов в изменение поляризации.
4. Но, как показывают проведённые оценки (Рис.5), в одинаковых условиях, соответствующим экспериментам в [9 - 11], величина угла поворота φ_{dr}, более чем на порядок меньше угла φ_{ae}, обусловленного акустоэлектронным взаимодействием $\varphi_{dr} << \varphi_{ae}$. Поэтому переменная добавка к интенсивности излучения, обусловленная двулучепреломлением, оказывается существенно меньше акустоэлектронной.

Таким образом, в результате проведённого исследования уверенно показано, что обнаруженная ранее модуляция направления вектора поляризации под влиянием сдвиговой ультразвуковой деформации действительно является следствием фундаментального квантового эффекта смешивания волновых функций дырочных состояний в квантовой яме благодаря акустоэлектронному взаимодействию.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00729) и научной программы президиума РАН №24.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кулакова Л.А., Тарасов И.С. . Перестройка частоты генерации гетеролазера под влиянием ультразвуковых волн //Письма ЖЭТФ. - 2003.- Т. 78. - В. 2. - С. 67-71.
2. Кулакова Л.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.И., Тарасов И.С. Управление спектром излучения квантоворазмерных гетеролазеров ультразвуковой деформацией.//ЖЭТФ. - 2007. - Т. 131. - В.5. С.790–797.
3. Scherbakov A.V., Berstermann T. Akimov A.V. et al. Ultrafast control of light emission from a quantum well microcavity using picosecond strain pulses //Phys. Rev. B.- 2008.-, V.78. -241 302 (R).
4. Кулакова Л.А. Тонкая спектроскопия динамики излучения гетеролазеров в присутствии ультразвуковой деформации //ФТТ. - 2009. - Т. 51. - В.1 - С.73-80.
5. Kulakova L.A. Acousto-optic interaction in nanodimensional laser heterostructures //Appl. Optics.- 2009. - V. 48. - P.1128-1134.
6. Кулакова Л.А., Лютецкий А.В., Волошинов В.Б. Градиентное управление направлением излучения InGaAsP/InP гетеролазеров// ПЖТФ – 2010. - Т.36. - Вып.12. - С.48-54.
7. AkimovA.V., SchebakovA.V., YakovlevD.R., Bayer M., Kent A.J. Optical and photocurrent spectroscopy with picosecond strain pulses // J. Luminescence 2011.-V.131.-P.404.
8. Rozhansky V., Lifshits M. B., Tarasenko S. A., and Averkiev N. S.. Conversion of hole states by acoustic solitons//Phys. Rev. -2009.-V. 80.- 085314.
9. Kulakova L., Gorelov V., Lutetskiy A., Averkiev N. The rotation of the polarization plane of quantum-well heterolasers emission under the ultrasonic strain // Solid State Commun. - 2012.-V.152.-P.1690-1693.
10. Кулакова Л.А., Аверкиев Н.С., Лютецкий А.В., Горелов В.А. Акустоэлектронное взаимодействие в квантовых лазерных гетероструктурах //ФТП.-2013.- Т.47.- В.1 – С.137-142.
11. Кулакова,ЛА; Аверкиев,НС; Даринский,АН; Яхкинд,ЭЗ. Диагностика тонкого спектра в квантовой яме лазерных гетероструктур ультразвуковой деформацией//Квант. электрон.- 2013.- Т.43-В.5- С410-413.
12. Dixon R.W. Photoelastic Properties of Selected Materials and Their Relevance for Applications to Acoustic Light Modulators and Scanners //J.Appl.Phys.. -1967.- V.3.- N.13- p.5149-5153.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ АБЛЯЦИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ KRF-ЛАЗЕРА

Бочкарев Н.Н.[1)], Соковиков В.Г.[1)], Левицкий М.Е.[2)]

1) Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева Сибирского отделения Российской академии наук, Томск

2) ЗАО Научно-внедренческое предприятие «Топаз», Томск

E-mail: bonic@iao.ru

Исследована эффективность абляции слоя нитрида галлия при воздействии через слой сапфира импульсами эксимерного KrF-лазера. Эволюция процесса сублимации нитрида галлия наблюдалась по акустической эмиссии электретным поливинилиденфторидным пленочным датчиком толщиной 15 мкм в диапазоне частот 0,02÷200 МГц, пьезокерамическим датчиком из керамики ЦТС-5 толщиной 500 мкм в диапазоне частот 0,02÷3,8 МГц и конденсаторным микрофоном МК301/MV201 в диапазоне частот 0,02÷100 кГц. Исследования выполнены на единственной в РФ установке для отделения сапфировой подложки при производстве светодиодов. Полученные зависимости эволюции акустической эмиссии при нарастании энергии лазерных импульсов имеют пороговый характер, что позволяет диагностировать эффективность абляции и контролировать качество отделяемых от слоя нитрида галлия кристаллов сапфира.

Экспериментально исследована эффективность абляции микронного слоя нитрида галлия (GaN) при воздействии через слой сапфира импульсами излучения эксимерного KrF-лазера. Эволюция процесса сублимации GaN наблюдалась по акустической эмиссии с использованием электретного поливинилиденфторидного пленочного датчика (PVDF-датчик) в диапазоне частот 0,02÷200 МГц, пьезокерамического датчика (PC-датчик) из керамики ЦТС-5 в диапазоне частот 0,02÷3,8 МГц и конденсаторного микрофона МК301/MV201 в полосе частот 0,02÷100 кГц. Оптико-акустическая (ОА) методика исследования процессов, сопровождающих воздействие мощного лазерного излучения на различные среды, подробно изложена, например, в работах [1, 2].

Исследования выполнялись на единственной в РФ установке, разработанной и изготовленной в ЗАО НВП «Топаз», – система лифт-офф для отделения сапфира от подложки при производстве светодиодов. Сапфир (лейкосапфир) – бесцветный оксид алюминия Al_2O_3, разновидность корунда с температурой плавления 2040°C.

Технология изготовления светодиодов многоступенчатая, начиная от подготовки материала, выращивания его на специальных подложках, разделения чипов, нанесения электродов и т. д. Наша технология занимает примерно 1/10 часть от всего многоступенчатого процесса. Однако использование этой 1/10 части позволяет повысить светоотдачу полупроводниковых источников излучения примерно на 30%. Те ведущие мировые компании, которые обладают этой технологией, делают светодиоды высочайшего уровня.

Контроль качества «отстрела» кристаллов сапфира от слоя GaN без применения такой технологии выполняется визуально под микроскопом. Существует оптимальный довольно узкий диапазон энергий лазерного излучения E, в котором происходит отделение кристаллов сапфира. Излишняя E приводит к образованию трещин в кристаллах сапфира и их разрушению. При недостаточной величине E «отстрел» кристаллов сапфира от слоя GaN становится невозможным.

С целью контроля и управления процессом абляции слоя GaN нами разрабатывается способ, по которому индикатором эффективности процесса служит акустическая эмиссия.

На рис. 1 показана схема измерений, в которой использовались кристаллы сапфира размером 1360×1360×290 мкм. Толщина слоя GaN – 100 мкм, керамической подложки – 500 мкм, PVDF-датчика – 15 мкм. Тонкий слой силиконового масла над PVDF-датчиком служил для акустического контакта. Если в измерениях использовался PC-датчик, то он размещался вместо PVDF-датчика.

Импульсное воздействие лазерного излучения через прозрачный сапфира разогревает слой GaN до температуры выше 1000°C. Возникающее в результате разложения GaN облако азота отрывает кристалл сапфира от подложки с образованием акустической эмиссии в окружающих средах, что регистрируется датчиками.

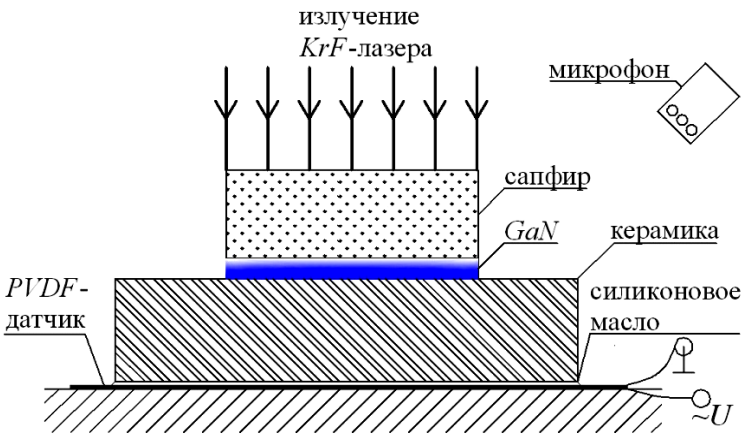


Рис. 1. Схема измерений

Линейный частотный диапазон PVDF-датчика – 1 ГГЦ. Поэтому частотный диапазон регистрации акустической эмиссии был ограничен частотным диапазоном использованного в экспериментах цифрового осциллографа LeCroy – 200 МГц.

Приведенный на рис. 2 пример, показывает временные развертки ОА-сигналов, регистрируемых PVDF-датчиком (*б*) и конденсаторным микрофоном (*а*), при E = 25 мДж. Расстояние от микрофона до образца сапфира – 15,6 мм.

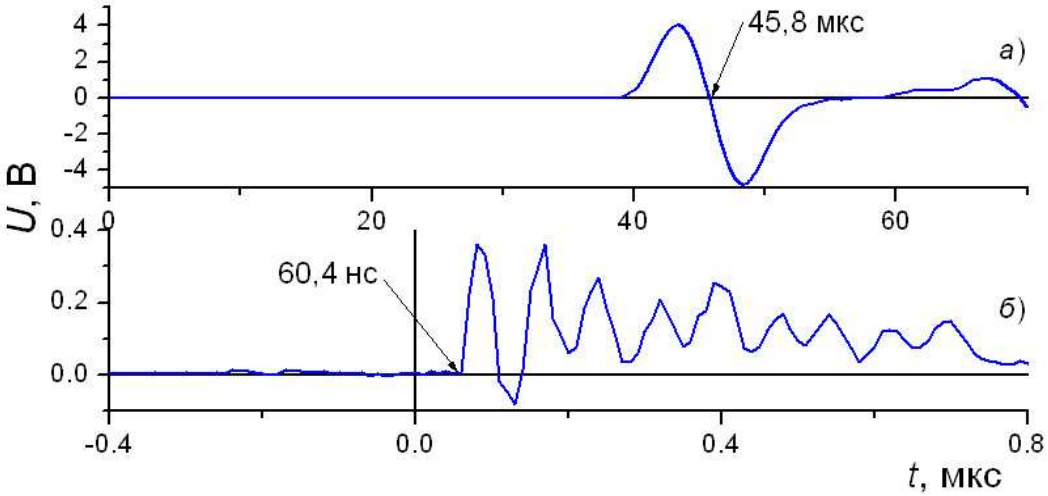


Рис. 2. Временные развертки ОА-сигналов, регистрируемых PVDF-датчиком (б) и конденсаторным микрофоном (а)

Информативной частью сигнала на рис. 2 (*б*) служит первый положительный импульс, а именно его максимальная амплитуда U. На рис. 3 показан типичный частотный спектр сигнала, регистрируемого PVDF-датчиком. Максимум в частотном спектре полезного сигнала

находится в окрестности частоты 12,5 МГц. Все остальные частоты приняты нами как помехи – длительный «звон» в элементах образца после воздействия лазерного импульса. Поэтому в дальнейшей обработке сигналов, зарегистрированных PVDF-датчиком, применялась частотная фильтрация в диапазоне 2÷25 МГц.

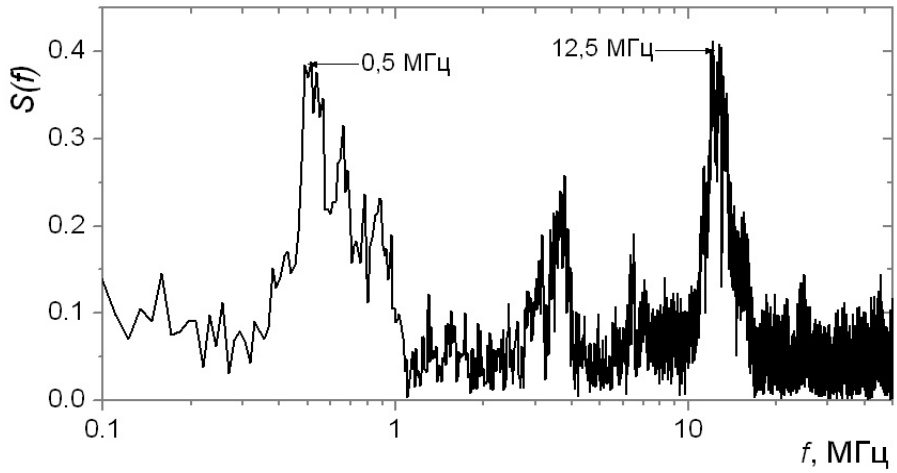


Рис. 3. Частотный спектр сигнала, регистрируемого PVDF-датчиком

Слой акустического контакта между керамической подложкой и датчиком, показанный на рис. 1, существенно влияет на амплитуду регистрируемого ОА-импульса, что соответствует рис. 3, поскольку полезный сигнал высокочастотен (~12,5 МГц). Испытания различных жидкостей для цели создания качественного акустического контакта, показали, что хороший «мягкий акустический контакт» возникает при использовании силиконового масла. Однако разброс по амплитуде ОА-импульсов в серии измерений оставался по-прежнему значительным.

Например, на рис. 3 показана осциллограмма сигнала, регистрируемого РС-датчиком, а на рис. 4 полученная в серии измерений зависимость максимального значения регистрируемого РС-датчиком напряжения U от E.

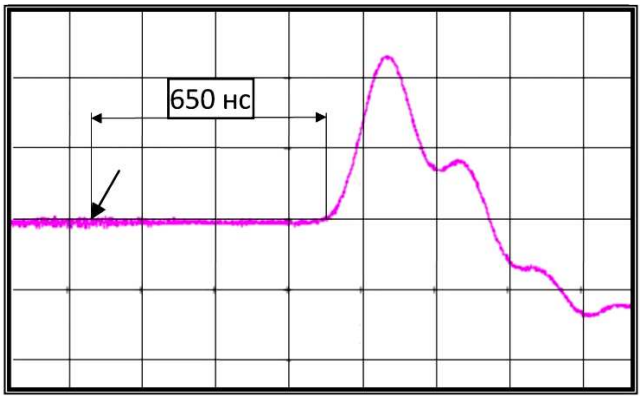


Рис. 4. Осциллограмма ОА-сигнала от РС-датчика. Развертка по горизонтали – 200 нс. Стрелкой показано начало лазерного импульса

Указанный на рис.4 интервал времени τ_3 = 650 нс – временная задержка от начала лазерного импульса до начала ОА-импульса, регистрируемого РС-датчиком. Величина τ_3 складывается из времени распространения волны в сапфире, в GaN, в керамической подложке, защитном слое толщиной 800 мкм над ЦТС пластиной РС-

датчика и в самой ЦТС пластине толщиной 500 мкм. Тогда расчетная величина τ_3 = ~590 нс, а измеренная в эксперименте и показанная на рис. 4 – τ_3 = ~650 нс.

Разброс экспериментальных значений на рис. 5 велик настолько, что не позволяет по одному лазерному импульсу уверенно установить интенсивность акустической эмиссии и, следовательно, интенсивность абляции слоя нитрида галлия. Поэтому от «мягкого акустического контакта» пришлось отказаться и дальнейшие исследования выполнялись для «жесткого акустического контакта». С этой целью образцы керамической подложкой предварительно приклеивались к поверхности PVDF-датчика жидким эпоксидным клеем. После выполнения экспериментов образцы легко отделялись от пленки PVDF-датчика, который использовался повторно.

Все результаты, приведенные ниже, получены при использовании «жесткого акустического контакта».

На рис. 6 показан пример осциллограммы ОА-сигнала, регистрируемого конденсаторным микрофоном, а на рис. 7 – полученная в серии измерений зависимость максимального акустического давления P_+, приведенного к расстоянию 1 см, от E.

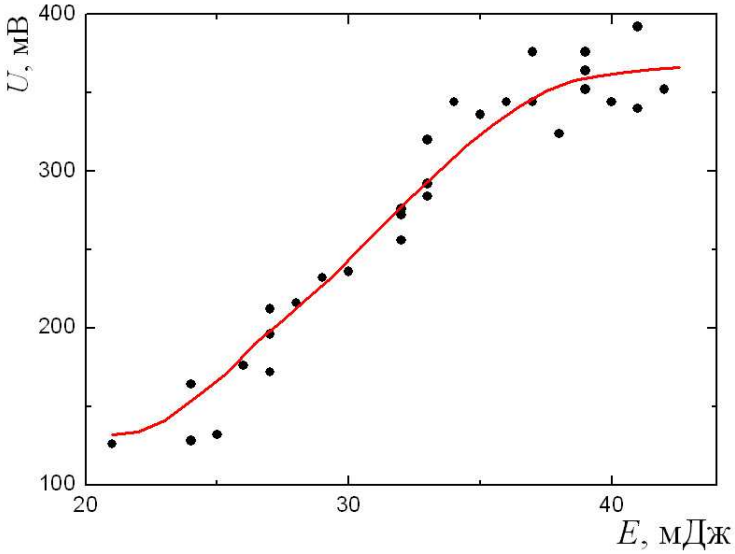


Рис. 5. Зависимость $U(E)$, полученная в серии измерений с PC-датчиком.

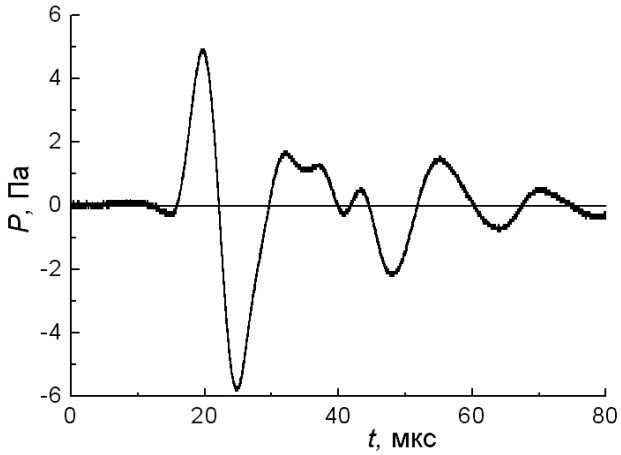


Рис. 6. Осциллограмма акустического импульса, регистрируемого в воздухе

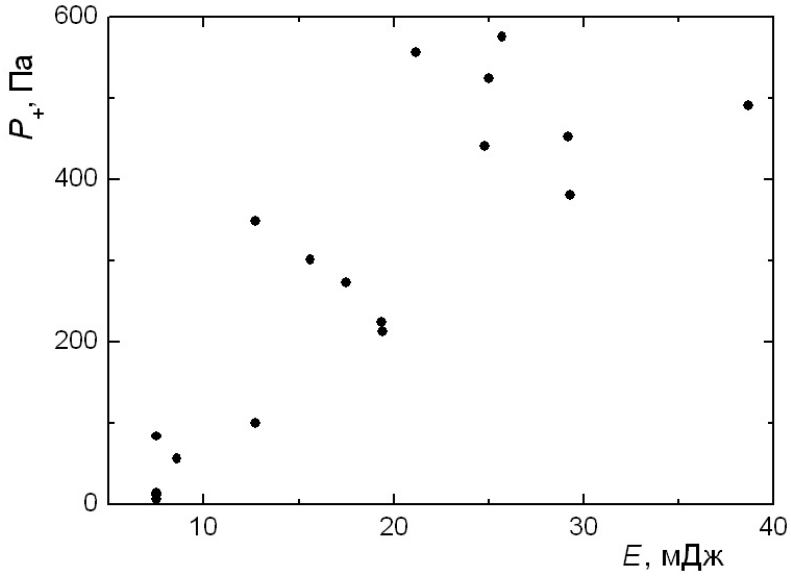


Рис. 7. Зависимость $P_+(E)$ *, полученная в серии измерений с микрофоном*

По результатам измеренных в эксперименте акустических давлений, регистрируемых микрофоном на расстоянии ~15 мм от слоя GaN, выполнены расчеты с использованием программного обеспечения «Атмосферная нелинейная акустика» [1], разработанного по методике, изложенной в [3]. Расчеты показали, что регистрируемые микрофоном акустические давления не приводят к заметным нелинейным искажениям сигналов акустической эмиссии.

Зависимость $P_+(E)$ на рис. 7 не имеет очевидный характер. Хорошо выделяется тенденция роста P_+ при увеличении E. Однако использовать эту зависимость для целей диагностики не представляется возможным из-за большого разброса экспериментальных значений. Возможно причина в каких-либо систематических или методических погрешностях, которые авторами не учитывались.

На рис. 8 показана осциллограмма ОА-сигнала, регистрируемого *PVDF*-датчиком, а на рис. 9 – зависимость $U(E)$, полученная в серии измерений.

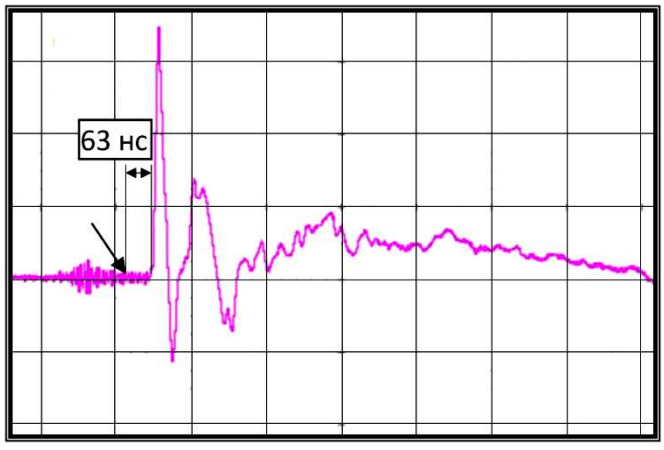


Рис. 8. Осциллограмма ОА-сигнала от PVDF-датчика. Развертка по горизонтали – 200 нс. Стрелкой показано начало лазерного импульса

Указанный на рис. 8 интервал времени 63 нс – временная задержка от начала лазерного импульса до начала ОА-импульса, регистрируемого PVDF-датчиком. Запаздывание ОА-импульса τ_3 складывается из времени распространения волны в

сапфире, в GaN и в керамической подложке. Тогда расчетная величина τ_3 = ~73 нс близка к измеренной в эксперименте и показанной на рис. 8 – τ_3 = ~63 нс.

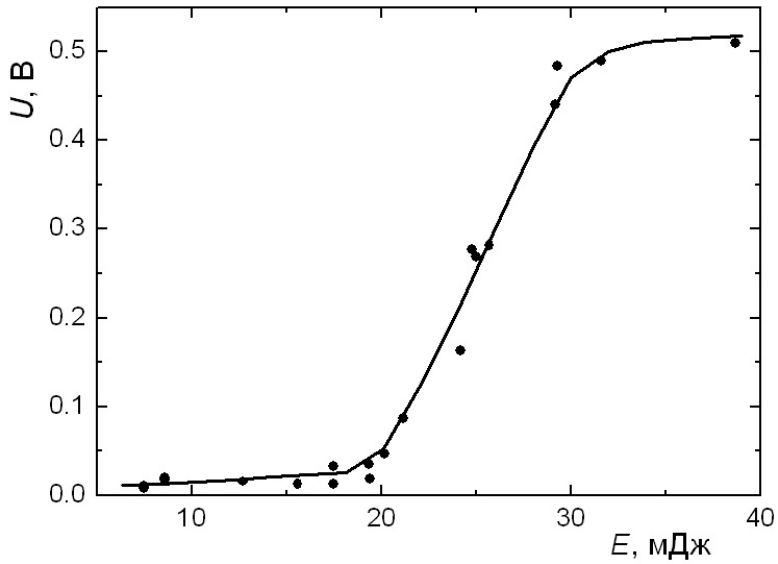


Рис. 9. Зависимость $U(E)$ *, полученная в серии измерений с PVDF-датчиком*

Сравнение экспериментальных результатов, показанных на рис. 5, 7, 9, показывает на явное преимущество использования PVDF-датчика для регистрации информационных сигналов по сравнению с PC-датчиком и конденсаторным микрофоном. Небольшой разброс на рис. 9 экспериментальных значений относительно модельной кривой обусловлен небольшими отклонениями в толщине «жесткого акустического контакта» между отдельными образцами и PVDF-датчиком.

Представленный на рис. 9 графический результат имеет яркий пороговый характер, позволяющий диагностировать эффективность абляции микронного слоя GaN и контролировать качество отделяемых кристаллов сапфира.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бочкарев Н.Н. Прикладная атмосферная оптоакустика мощных лазерных пучков. Томск: Изд-во ТГАСУ, 2008. 318 с.
2. Бочкарев Н. Н., Кабанов А. М., Погодаев В. А. Оптоакустика канала распространения мощного лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 9. С. 816–821.
3. Бочкарев Н. Н., Коняев П. А. Численное решение нелинейного уравнения звукового пучка в атмосфере // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 6. С. 668–670. назад к содержанию

АНИЗОТРОПИЯ ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ПАРАТЕЛЛУРИТА

Ахмеджанов Ф.Р.[1)], Болтабаев А. Ф.[1)], Рахимов Э.Т.[1)]

[1)] *Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент*

E-mail: farkhad2@yahoo.com

Скорость распространения и коэффициент затухания акустических волн в кристаллах парателлурита измерены методом Брэгговской дифракции света на акустических волнах с частотами 0,03-1.6 ГГц. По результатам измерений рассчитаны действительные и мнимые компоненты комплексного тензора упругих постоянных, которые использовались для определения и анализа анизотропии затухания акустических волн с различной поляризацией. Показано, что наиболее сильная анизотропия затухания наблюдается для чистых поперечных волн, скорость распространения которых не меняется в данной плоскости.

ВВЕДЕНИЕ.

Кристаллы парателлурита (TeO2 - точечная группа симметрии 422) обладают редким, сочетанием свойств, благодаря которым они широко используются в акустооптических устройствах [1]. В то же время анизотропия затухания акустических волн в этих кристаллах до сих пор детально не изучена.

Для полного и наглядного описания анизотропии акустических свойств кристаллов наряду с характеристическими поверхностями скорости распространения акустических волн удобно использовать поверхности акустического затухания. Такой подход впервые был предложен на примере исследования анизотропии акустического затухания в кристаллах окиси магния [2] и использован в настоящей работе для представления анизотропии затухания продольных и поперечных акустических волн в кристаллах парателлурита.

Согласно известной теории возмущений коэффициент затухания может быть определен в терминах эффективного значения вязкости. Поскольку тензор вязкости имеет ту же симметрию, что и тензор упругих постоянных, то для кристаллов парателлурита должны быть определены шесть независимых компонент тензора вязкости η_{iklm} или мнимой части тензора упругих коэффициентов c''_{iklm}. Построение указанных поверхностей проводится на основе системы алгебраических уравнений, в которых можно рассмотреть отдельно равенства для действительных и мнимых частей уравнений. Указанные равенства записываются через компоненты тензоров Кристоффеля, которые представляют собой свертку материального тензора упругих постоянных, соответственно, действительных или мнимых, по направляющим косинусам единичной волновой нормали κ.

$$\Gamma'_{ik} = C'_{ijkl} \cdot \kappa_j \cdot \kappa_l \qquad (1)$$

$$\Gamma''_{ik} = C''_{ijkl} \cdot \kappa_j \cdot \kappa_l \qquad (2)$$

Используя равенство для действительных частей уравнения, получаем известную систему уравнений Кристоффеля-Грина в виде [3]:

$$[\Gamma_{ik} - \delta_{ik}\rho \cdot v^2] = 0 \qquad (3)$$

Отметим, что если известны направляющие косинусы вектора смещений, то есть компоненты вектора поляризации акустической волны, то ее скорость легко определяется с помощью формулы [3]::

$$V = \sqrt{\frac{C'эфф}{\rho}} \cdot , \qquad (4)$$

где $C'_{эфф} = C'_{ijkl} \cdot \kappa_j \cdot \kappa_l \cdot \gamma_i \cdot \gamma_k$

Рассматривая далее равенство для мнимых частей

$$2\alpha \cdot \omega \rho \cdot U_{oi} = C''_{ijkl} \cdot q_j \cdot q_l \cdot U_{ok} , \qquad (5)$$

получаем выражение для расчета коэффициента затухания через мнимые компоненты тензора Кристоффеля в виде:

$$\alpha = \frac{1}{2}\omega \frac{C''эфф}{\rho V^2} = \frac{1}{2}\omega \frac{C''эфф}{C'эфф} \qquad (6)$$

Таким образом, с помощью уравнений (4) и (6) можно определить скорость и коэффициент затухания акустических волн в кристалле для любых направлений волнового вектора. Эти направления входят в выражения для компонент тензора Кристоффеля Γ_{ik}, общий вид которых определяется симметрией кристалла и направляющими косинусами единичной волновой нормали κ.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились для акустических волн, распространяющихся вдоль осей [001] и [110] в номинально чистых кристаллах парателлурита, при комнатной температуре. Образцы представляли собой прямоугольные параллелепипеды, ориентированные длинной стороной вдоль соответствующего направления с точностью до 1 градуса. Продольные и поперечные акустические волны в исследуемых образцах возбуждались пьезоэлектрическими преобразователями из кварца соответственно X - и Y-срезов.

Для проведения измерений использовался метод Брэгговской дифракции света [3, 4] и акустооптическая установка, состоящая из системы возбуждения акустических волн в диапазоне частот 0,03-1.6 ГГц и системы регистрации лазерного света (длина волны 632,8 нм), дифрагированного на акустической волне. Прием и усиление сигнала производились с помощью фотоэлектронного умножителя. В одной и той же точке образца вдоль направления распространения акустической волны измерялись интенсивность света, дифрагированного на прямой акустической волне (I_1) и интенсивность света, дифрагированного на отраженной от свободного торца образца волне (I_2). Измерялись также соответствующие расстояния и промежутки времени между указанными сигналами.

Измерения интенсивности дифрагированного света проводились с помощью автоматизированной установки, управляемой компьютером. Сигнал с выхода фотоприемника поступал на функциональный модуль, где выделялся и преобразовывался в дискретный код, и затем передавался в компьютер. Для устранения наложения шумов на полезный сигнал входной сигнал пропускался через аналоговый ключ, с помощью которого селектировались импульсы с амплитудами, превышающими амплитуду шумов не менее чем в 2 раза.

Автоматизированный режим работы измерительной системы осуществлялся под управлением программы, разработанной на алгоритмическом языке Турбо Паскаль. Коэффициент затухания акустической волны в исследуемом образце рассчитывался по формуле:

$$\alpha = \frac{\ln(I_1/I_2)}{2L_0}, \qquad (7)$$

где L_0 – длина исследуемого образца.

Полученная формула легко выводится из рассмотрения зависимости измеренных значений интенсивностей света от расстояния вдоль направления распространения исследуемой акустической волны.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И РАСЧЕТА

Результаты измерения скорости и коэффициента затухания акустических волн в кристаллах парателлурита на частоте 1 ГГц представлены в таблице 1, в которой указаны направления волнового вектора и поляризации звука, выражения эффективной упругой постоянной и экспериментальные значения измеренных величин. Литературные данные взяты из работ [5]. Для некоторых типов волн коэффициент затухания определен впервые.

Таблица 1. Скорость распространения и коэффициент затухания акустических волн в кристаллах парателлурита (ν= 1 ГГц, T = 293 К)

$\boldsymbol{q}$	$\boldsymbol{\gamma}$	$C_{эфф}$	V, 10^3 м.·с$^{-1}$.		α, дБ·мкс$^{-1}$	
			Экспер.	Литер.	Экспер.	Литер.
[100]	[100]	C_{11}	3.07	3.05	3.4	3.0
	[001]	C_{44}	2.09	2.10	0.9	
	[010]	C_{66}	3.31	3.32	2.8	
[001]	[001]	C_{33}	4.23	4.20	2.6	2.4
	[100]	C_{44}	2.08	2.10	0.9	1.0
[110]	[110]	$(C_{11}+C_{12}+2C_{66})/2$	4.56	4.66	2.5	
	[110]	$(C_{11}+C_{12})/2$	0.62	0.61	16.0	12.4
	[001]	C_{44}	2.08	2.10	0.8	

Результаты измерений скорости и затухания акустических волн были использованы для расчета действительных и мнимых компонент комплексного тензора упругих модулей, с помощью которых возможно определение характеристик акустических волн вдоль любого произвольного направления в кристаллах парателлурита.

Для вычисления анизотропии затухания в работе использовалось программное обеспечение, разработанное на языке программирования Java2SE, которое позволяет с высокой точностью определить необходимые параметры. В качестве формата входного файла использовалась модель кристалла, созданная на языке XML. Дополнительные величины, необходимые для расчета, брались из [5].

На рисунке 1 представлена анизотропия коэффициента затухания продольных и поперечных акустических волн, распространяющихся в плоскости (010). Направления распространения волн отсчитываются от оси [100] и лежат в плоскости (010).

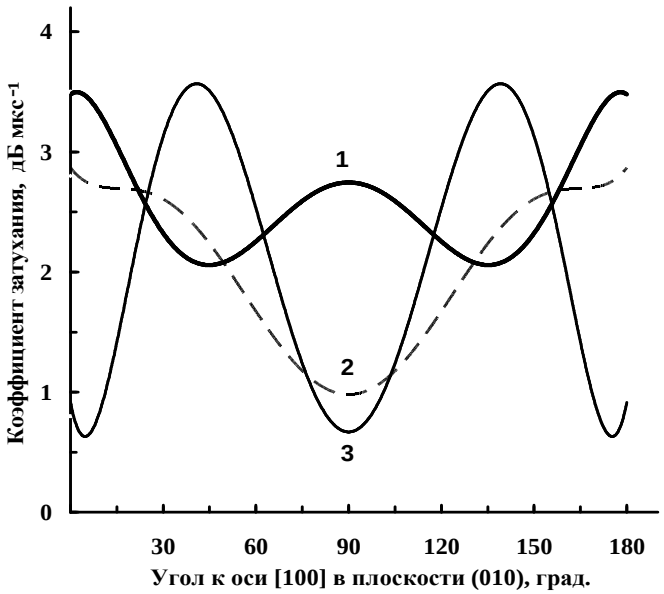


Рис.1. Анизотропия затухания акустических волн с частотой 1 ГГц в плоскости (010) в кристаллах парателлурита.
1 - квазипродольная QL, 2 - квазипоперечная QS, 3 – чистая поперечная S волны.

Из рисунка видно, что в рассмотренной плоскости анизотропия затухания квазипоперечных (вектор поляризации расположен в плоскости распространения волны) и чистых поперечных (вектор поляризации всегда перпендикулярен направлению распространения) акустических волн заметно больше чем у квазипродольных волн.

Следует отметить достаточно хорошее совпадение расчетных значений затухания с экспериментальными значениями, полученными нами и имеющимися в литературе [1, 5] для направлений [100]. [110] и [001]. В целом ориентационные зависимости затухания подтверждают предположение, что характер анизотропии затухания качественно отличается от ориентационных зависимостей скорости распространения акустических волн [6]. Так, наиболее сильная анизотропия затухания наблюдается у чистых поперечных волн, скорость распространения которых не меняется в данной плоскости. Детальное исследование анизотропии акустических характеристик в кристаллах парателлурита, с учетом пьезоэлектрического эффекта, предполагается провести отдельно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

3. Балакший В.И., Волошинов В.Б., Князев Г.А., Кулакова Л.А. Исследование акустооптических характеристик кристаллов парателлурита в режиме анизотропной дифракции света. // ЖТФ. - 2008. - Т. 78. – Вып. 10. - С. 87-95.
4. Ахмеджанов Ф.Р., Леманов В.В., Насыров А. Поверхности акустического затухания в кристаллах. // Письма в ЖТФ. – 1980. - Т.6. - Вып. 10. С. 589-592.
5. Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н. Дифракция света на звуке в твердых телах. // УФН. - 1978. - Т. 124. - Вып 1. - С. 61-71.
6. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. - М.: МГУ, 1983. - 224 с.
7. Акустические кристаллы. Под редакцией М.П. Шаскольской М.: Наука, 1982. 528 с.
8. Кулеев, И.Г., Кулеев И.И. Анизотропия поглощения продольного ультразвука в ангармонических процессах рассеяния в кубических кристаллах Ge, Si, InSb, MgO и KCl: Роль затухания фононных состояний. // ФТТ. - 2010. - Т. 52. - Вып 7. - С. 1377-1391.

назад к содержанию

СЕКЦИЯ – Распространение и дифракция волн

ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ
Теплых А.А., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. 2

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРНОЙ ПОМЕХИ НА ХАРАКТЕРИСТИКУ НАПРАВЛЕННОСТИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ
Горелов А.А., Янпольская А.А. 10

АНАЛИЗ ВОЗБУЖДЕНИЯ БИЛЬЯРДНЫХ МОД В ВОЛНОВОДЕ С УШИРЕНИЕМ
Корольков А.И., Шанин А.В., Алешкин В.М. 17

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ НЕЗЕРКАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА УПРУГИХ ОБОЛОЧКАХ
Салин М.Б., Вьюшкина И.А., Салин Б.М., Суворов А.С. 23

МОДОВАЯ СТРУКТУРА НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ
Белов А.И., Кузнецов Г.Н. 31

ОЦЕНКА ДАЛЬНОСТИ И ГЛУБИНЫ ЦЕЛИ В МНОГОЛУЧЕВОМ ВОЛНОВОДЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ АНТЕННЫ
Драченко В.Н., Каришнев Н.С., Кузнецов Г.Н., Михнюк А.Н. 36

МЕТОД ОЦЕНКИ ВЕКТОРА СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЦЕЛИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ НА АПЕРТУРЕ АНТЕННЫ
Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. 45

ДИФРАКЦИЯ СИГНАЛОВ И ПОМЕХ В КОРАБЕЛЬНОМ ОБТЕКАТЕЛЕ И НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АНТЕННЕ
Корниенко В.Н., Кузнецов Г.Н. 53

ОЦЕНКА КООРДИНАТ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ
Кузнецов Г.Н., Луньков А.А. 60

РАСПОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ ВОЛН НА УПРУГИХ ТОНКОСТЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ В НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ
Приходько В.Ю. 68

ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ

Теплых А.А.[1] Зайцев Б.Д.[1], Кузнецова И.Е.[2]

[1] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов,
[2] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

E-mail: teplykhaa@mail.ru

В настоящее время хорошо исследованы акустические волны, распространяющиеся в изотропных цилиндрических волноводах, а также в волноводах, изготовленных из пьезокерамики. Ранее было показано, что некоторые компрессионные моды в пьезокерамических волноводах обладают высоким коэффициентом электромеханической связи, что делает их привлекательными для создания различных акустоэлектронных устройств. Однако пьезокерамика для изготовления данных волноводов должна обладать продольной электрической поляризацией, что затрудняет изготовление достаточно длинных волноводов. Более технологичным представляется изготовление цилиндрических волноводов из пьезоэлектрических кристаллов, например, ниобата лития. Однако в этом кристалле отсутствуют направления с аксиальной симметрией, что существенно усложняет проведение расчетов. В данной работе проведено теоретическое исследование акустических волн, распространяющихся в цилиндре из ниобата лития, кристаллографическая ось Z которого совпадает с осью цилиндра. Для решения данной задачи в работе применяется метод конечных элементов, который позволил определить собственные частоты колебаний цилиндра. Рассчитаны фазовые скорости волн различных порядков в исследуемом волноводе. Проведено сравнение с результатами, полученными полуаналитическим методом, в котором материал ниобата лития полагался поперечно-изотропным, дана оценка погрешности, к которой приводит отсутствие учета анизотропии материала волновода. Предсказано существование пьезоактивных акустических волн с преимущественно тангенциальной поляризацией, что было бы невозможно без учета анизотропии.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес исследователей вызывают акустические волны, распространяющиеся в цилиндрических волноводах. Существует множество работ, посвященных исследованию волн в изотропных цилиндрах. Также есть работы [1-4], в которых описаны свойства акустических волн, распространяющихся в радиально-изотропных волноводах, в том числе многослойных [6-8]. Метод, описанный в этих работах, позволяет рассчитывать характеристики акустических волн в волноводах, изготовленных из пьезокерамики. Было показано [5], что некоторые компрессионные моды в пьезокерамических волноводах обладают высоким коэффициентом электромеханической связи. Однако пьезокерамика для изготовления волноводов с такими свойствами должна обладать продольной электрической поляризацией, а современная технология не позволяет создание достаточно длинных волноводов. В данной работе проведено теоретическое исследование акустических волн, распространяющихся в цилиндре из ниобата лития. Поскольку в этом материале отсутствуют радиально-изотропные направления, то метод, описанный в работах [5-8] к нему не применим. Поэтому в данной работе описан метод расчета, основанный на методе конечных элементов, а именно, динамическая задача без демпфирования, т.е. задача на собственные значения (собственные частоты колебаний цилиндра). Этот метод позволяет рассматривать цилиндры из материала с произвольной анизотропией. В результате были рассчитаны фазовые скорости и распределение акустического поля для волн различных порядков в исследуемом волноводе и проведено сравнение с результатами, полученными полуаналитическим методом, в котором материал ниобата лития полагался поперечно-изотропным. Также дана оценка погрешности, к которой приводит отсутствие учета анизотропии материала волновода. Предсказано существование пьезоактивных акустических волн с преимущественно тангенциальной поляризацией, что было бы невозможно без учета анизотропии.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ЦИЛИНДРЕ ИЗ АНИЗОТРОПНОГО МАТЕРИАЛА БЕЗ УЧЕТА ПЬЕЗОЭФФЕКТА

Рассмотрим бегущую акустическую волну в бесконечно длинном волноводе постоянного поперечного сечения. Пусть ось цилиндра совпадает с осью Oz и волна распространяется в положительном направлении оси Oz. (рис 1).

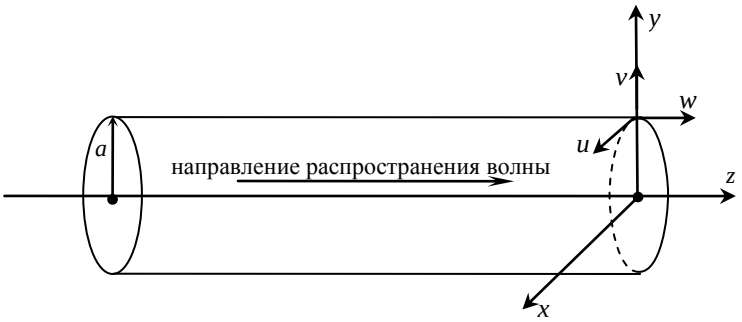


Рис. 1. Геометрия задачи

Тогда поле механических смещений (u, v, w) такой волны можно представить в виде:

$$\left.\begin{aligned} u(x,y,z,t) &= u(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \\ v(x,y,z,t) &= v(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \\ w(x,y,z,t) &= w(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

где z - координата, вдоль которой распространяется волна, ω - круговая частота, k - волновое число, $u(x,y)$, $v(x,y)$ и $w(x,y)$ - механические смещения в направлениях x, y и z, соответственно. Мнимая единица обозначается буквой I чтобы отличать ее от индекса i.

Введем обозначения $u_1=u$, $u_2=v$, $u_3=w$, $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$. Тогда уравнение распространения акустической волны в общем случае можно записать как

$$\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (2)$$

где ρ - плотность материала волновода, c_{ijkl} - тензор модулей упругости, индексы i, j, k, l = 1..3. Подставляя (1) в (2), получаем

$$c_{ijkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + (c_{ij3l} + c_{i3jl})(-Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(-k^2)u_l + \rho\omega^2 u_i = 0 \quad (3)$$

где индексы i, l =1..3, j, k = 1..2. Таким образом, эта задача принимает вид системы дифференциальных уравнений

$$L(u_i) - f = 0 \quad (4)$$

где L - дифференциальный оператор, и сводится к тому, чтобы найти величины ω, k и $u_i(x,y)$, которые удовлетворяют (3). Решить эту задачу можно методом конечных элементов, получив уравнения для элементов при помощи метода Галеркина. Как показано в [9], применение метода Галеркина, в сочетании с методом конечных элементов, приводит к системе уравнений

$$\int_R W_\beta \left(L(u_i) - f\right) dR = 0 \quad (5)$$

где **R** - двумерная область, в которой нужно получить решение (поперечное сечение цилиндра), W_β - система базисных (весовых) функций. В интересующем нас случае область **R** представляет собой круг радиуса a, хотя описываемый метод можно применять для произвольной связанной области с гладкой границей. Разобьем область **R** на N двумерных треугольных элементов (рис 2).

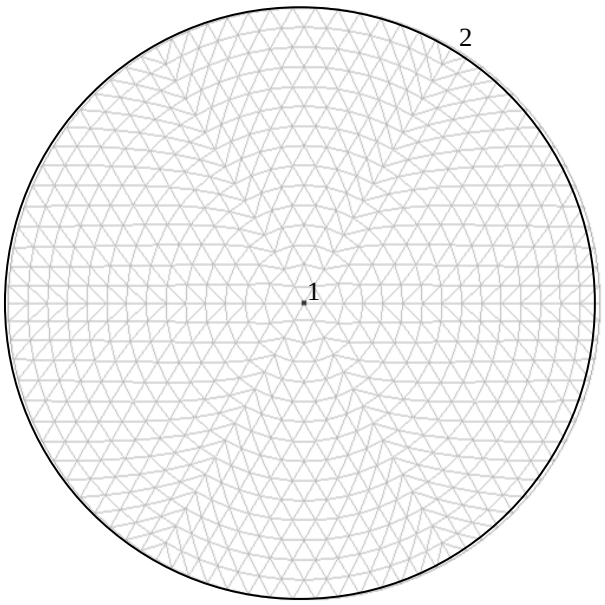


Рис 2. Пример разбиения круглой области на треугольные элементы. Данное разбиение содержит 721 узел и 1441 треугольный элемент. Метки 1 и 2 обозначают центр круга и границу области, соответственно.

Для элемента E, соответствующего треугольнику (X_p,Y_p)-(X_q,Y_q)-(X_r,Y_r) функция элемента будет иметь вид

$$W_\beta^E = [a_\beta + b_\beta x + c_\beta y] \quad (\beta = p, q, r) \tag{6}$$

или

$$\left.\begin{aligned} W_p^E &= [(X_q Y_r - X_r Y_q) + (Y_q - Y_r)x + (X_r - X_q)y]/2A \\ W_q^E &= [(X_r Y_p - X_p Y_r) + (Y_r - Y_p)x + (X_p - X_r)y]/2A \\ W_r^E &= [(X_p Y_q - X_q Y_p) + (Y_p - Y_q)x + (X_q - X_p)y]/2A \end{aligned}\right\}, \tag{7}$$

где A - площадь элемента E, индексы p, q, r обозначают узлы, образующие элемент. Запишем (5) с учетом (6) для каждого элемента E в области **R**. Для каждого элемента распределение должно удовлетворять уравнению:

$$\int_E [W]^T \left(c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + (c_{ij3l} + c_{i3jl})(-Ik) \frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(-k^2) u_l + \rho\omega^2 u_i \right) dE = 0, \tag{8}$$

где T - операция транспонирования, $u_i = W_p U_i^p + W_q U_i^q + W_r U_i^r$ - интерполяционный полином (симплекс-функция) для двумерного треугольного элемента. К сожалению, высший порядок производных, допустимый в (8) должен быть не более чем на единицу больше порядка непрерывности используемых интерполяционных соотношений. Поскольку наш интерполяционный полином имеет нулевой порядок непрерывности (т.е. непрерывно само значение u_i, но не ее производные по x_i), то в уравнение (8) должны входить производные не выше первого порядка. Понизим порядок производной путем интегрирования по частям, применив известное соотношение [10].

$$\int_E [W]^T \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) dE = \int_B [W]^T \frac{\partial u_l}{\partial x_k} n_j dB - \int_E \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} dE, \tag{9}$$

где B - граница элемента E, n_j - внешняя нормаль к границе. Таким образом, окончательная система уравнений для элемента E имеет вид:

$$\int_E [W]^T \left((c_{ij3l} + c_{i3jl})(-Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(-k^2)u_l + \rho\omega^2 u_i \right) dE - \\ -\int_E \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j} c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} dE + \int_B [W]^T c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} n_j dB = 0 \quad (10)$$

Данную систему для всей области R удобно представить в матричной форме:

$$AU = B\omega^2 U\ , \quad (11)$$

где матрицы A и B имеют вид:

$$A = \int_R [W]^T \left((c_{ij3l} + c_{i3jl})(Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(k^2)u_l \right) dR + \int_R \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j} c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} dR - \int_B [W]^T c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} n_j dB$$

$$B = \int_R [W]^T \rho\omega^2 u_i dR$$

Используя данное представление, можно решить поставленную задачу и найти собственные частоты ω и значения смещений u_i в узлах разбиения, как функцию волнового вектора k. Чтобы решение задачи обладало осевой симметрией n-го порядка, необходимо учесть, что точки, лежащие на оси цилиндра, могут смещаться только в направлении оси z. Таким образом, на значения смещений в центре области **R** (точка 1 на рис. 2) необходимо наложить ограничение

$$u_1(0,0) = 0, \quad u_2(0,0) = 0\,. \quad (12)$$

Граничные условия заключаются в отсутствии нормальных механических напряжений на поверхности цилиндра, или

$$T_{ij} n_j = 0 \quad (13)$$

где T_{ij} - компоненты тензора механического напряжения, n_j - внешняя нормаль к границе цилиндра (граница области 2 на рис 2). С использованием вышеприведенных обозначений, его можно записать в виде

$$\left(c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + c_{ij3l}(-Ik)u_l \right) n_j = 0 \quad (14)$$

Это означает, что на границе 2 области **R** из матрицы A следует вычесть интеграл

$$A^2 = \int_B [W]^T \left(c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - c_{ij3l} Iku_l \right) n_j dB \quad (15)$$

В результате нахождения собственных значений и собственных векторов (11), для каждого заданного значения волнового числа k определяется набор собственных частот ω, для которых существуют бегущие в данном цилиндре волны. Следует отметить, что эти частоты соответствуют волнам разных порядков. Таким образом, решения, получаемые данным методом, с одной стороны, лучше отражают физический смысл распространяющихся в цилиндре волн, с другой стороны, их сложнее интерпретировать.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ЦИЛИНДРЕ ИЗ АНИЗОТРОПНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА

Общий подход к решению этой задачи не отличается от подхода, изложенного в предыдущем разделе. Поле механических смещений (u, v, w) и электрический потенциал φ представляются в виде:

$$\left.\begin{aligned} u(x,y,z,t) &= u(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \\ v(x,y,z,t) &= v(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \\ w(x,y,z,t) &= w(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \\ \varphi(x,y,z,t) &= \varphi(x,y)\exp(I(\omega t - kz)) \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Методом конечных элементов решается система дифференциальных уравнений:

$$\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k}, \tag{17}$$

$$e_{jkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} = 0, \tag{18}$$

где кроме уравнения распространения волны (17) должно выполняться уравнение Лапласа (18). С учетом (16) эти уравнения можно записать в виде

$$\begin{aligned} &c_{ijkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + (c_{ij3l} + c_{i3jl})(-Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(-k^2)u_l + \\ &e_{kij}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} + (e_{3ij} + e_{ji3})(-Ik)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + e_{3i3}(-k^2)\varphi + \rho\omega^2 u_i = 0 \end{aligned} \tag{19}$$

$$\begin{aligned} &e_{jkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + (e_{3jl} + e_{j3l})(-Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + e_{33l}(-k^2)u_l - \\ &-\varepsilon_{jk}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} - (\varepsilon_{j3} + \varepsilon_{3j})(-Ik)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} - \varepsilon_{33}(-k^2)\varphi = 0 \end{aligned} \tag{20}$$

Понижая порядок дифференцирования методом, описанным в [10], получаем:

$$\begin{aligned} &\int_E [W]^T \left((c_{ij3l} + c_{i3jl})(-Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(-k^2)u_l + (e_{3ij} + e_{ji3})(-Ik)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + e_{3i3}(-k^2)\varphi + \rho\omega^2 u_i \right) dE - \\ &-\int_E \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}(c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})dE + \int_B [W]^T (c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})n_j dB = 0 \end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned} &\int_E [W]^T \left((e_{3jl} + e_{j3l})(-ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + e_{33l}(-k^2)u_l - (\varepsilon_{j3} + \varepsilon_{3j})(-ik)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} - \varepsilon_{33}(-k^2)\varphi \right) dE - \\ &-\int_E \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}(e_{jkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})dE + \int_B [W]^T (e_{jkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})n_j dB = 0 \end{aligned} \tag{22}$$

Данную систему для всей области **R** можно представить в матричной форме:

$$AU = B\omega^2 U \tag{23}$$

где матрицы A и B состоят из подматриц следующего вида:

$$\begin{aligned} A_{i=1..3} &= \int_R [W]^T \left((c_{ij3l} + c_{i3jl})(Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + c_{i33l}(k^2)u_l + (e_{3ij} + e_{ji3})(Ik)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + e_{3i3}(k^2)\varphi \right) dE + \\ &+\int_R \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}(c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})dE - \int_B [W]^T (c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})n_j dB \\ A_4 &= \int_R [W]^T \left((e_{3jl} + e_{j3l})(Ik)\frac{\partial u_l}{\partial x_j} + e_{33l}(k^2)u_l - (\varepsilon_{j3} + \varepsilon_{3j})(Ik)\frac{\partial \varphi}{\partial x_j} - \varepsilon_{33}(k^2)\varphi) \right) dR + \\ &+\int_R \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}(e_{jkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})dR - \int_B [W]^T (e_{jkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k})n_j dB = 0 \end{aligned}$$

$$B_{i=1..3} = \int_R [W]^T \rho\omega^2 u_i dR$$

$$B_4 = 0$$

В данной работе рассматривается только один тип граничных условий, а именно: механически и электрически свободная поверхность цилиндра. Это условие можно записать в виде:

$$T_{ij} n_j = 0\,,\ D_j n_j = 0 \qquad (24)$$

Здесь при записи электрического граничного условия применено приближение, описанное в [4], которое позволяет выразить непрерывность электрического потенциала через равенство нулю нормальной компоненты электрической индукции. Это приближение хорошо работает, когда диэлектрическая проницаемость материала цилиндра много больше, чем диэлектрическая проницаемость окружающей среды (т.е. $\varepsilon/\varepsilon_0 \to \infty$). В результате, для матрицы A на границе цилиндра должны быть сделаны поправки:

$$A^2_{i=1..3} = -\int_B [W]^T \left(c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} + c_{ij3l}(-Ik) u_l + e_{3ij}(-Ik)\varphi \right) n_j dB$$

$$A^2_4 = -\int_B [W]^T \left(e_{jkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} + e_{j3l}(-Ik) u_l + \varepsilon_{j3}(-Ik)\varphi \right) n_j dB$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ЦИЛИНДРЕ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ

Ниже представлены результаты расчетов зависимостей фазовой скорости от параметра *af* для волн, распространяющихся в круглых цилиндрах из ниобата лития. Каждый расчет проведен в двух вариантах: методом конечных элементов с учетом анизотропии материала, и полуаналитическим методом, описанным в работе [5], для материалов, описываемых "приведенными" материальными константами. Приведение заключается в том, что все компоненты тензоров материальных констант, не используемые в расчете полуаналитическим методом, полагаются равными нулю. Таким образом, материал несколько изменяет свои физические свойства, но задача становится аксиально-симметричной. Это дает возможность провести расчет и сравнить значения скоростей, полученные двумя различными методами. В ходе расчета для каждого значения волнового числа k в диапазоне $0.125 \le k \le 20$ находились первые 70 собственных значений ω^2 системы (11), которые откладывались на графике с координатами $af = a\omega/2\pi$, $V = \omega/k$ (рис. 3). При расчетах использовались материальные константы ниобата лития из [11], волна распространяется вдоль оси Oz (рис. 1). По результатам расчетов можно сделать следующие выводы:

Для компрессионных волн при низких значениях параметра *af* значения фазовой скорости, рассчитанные двумя методами, совпадают с высокой точностью (относительная погрешность менее 0.1%). Относительная погрешность растет с увеличением параметра *af*, что можно объяснить недостаточным качеством разбиения расчетной области. В используемом при расчетах разбиении использовалось 15 конечных элементов по радиусу от центра до внешней границы области, всего 721 узел и 1441 элемент. В соответствии с известным эмпирическим критерием качества разбиения на каждый период длины волны должно приходиться не менее 10 конечных элементов. Для волн 3 порядка требует 30 элементов от центра до внешней границы области (т.е. в 2 раза больше), и порядка 2800 узлов и 5600 элементов (т.е. в 4 раза больше), что приведет к четырехкратному увеличению времени расчета. Показано

также, что в структуру компрессионных волн в анизотропном случае входит тангенциальная составляющая (рис. 4).

Для крутильных волн наблюдается заметное отличие фазовых скоростей, рассчитанных двумя методами. Это объясняется погрешностью, которую вносит используемый метод приведения материальных констант к аксиально-изотропному виду. Структура этих волн в анизотропном случае включает в себя не только тангенциальную, но и радиальную и аксиальную составляющие (рис. 5). Вследствие этого крутильные волны обладают пьезоэффектом (k^2~5%). Таким образом, в общем, анизотропном случае, все типы акустических волн в цилиндрических волноводах обладают всеми компонентами механического смещения, и разделение этих волн на компрессионные и крутильные моды теряет смысл (хотя для каждой конкретной моды одна из компонент смещения всегда является преобладающей).

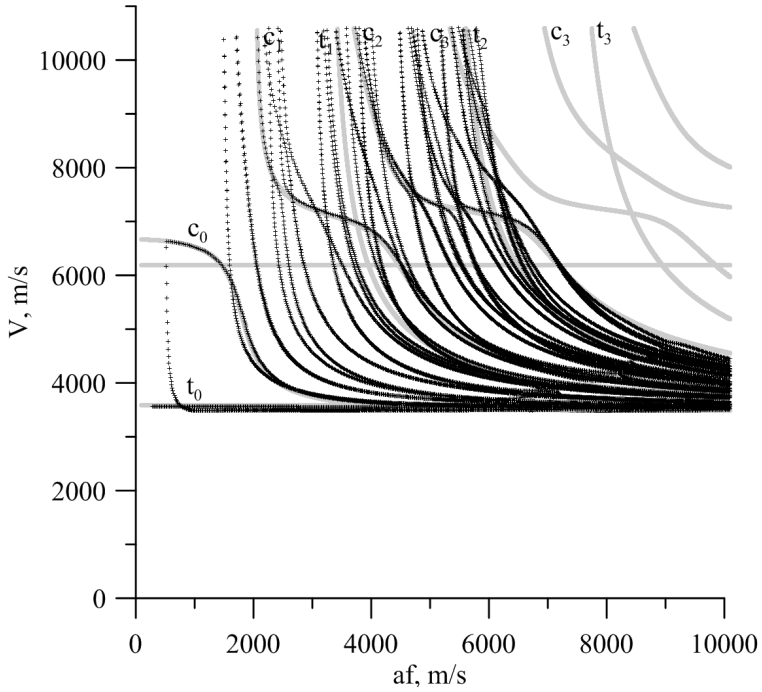


Рис 3. Зависимости фазовой скорости от параметра af для волн в цилиндре из ниобата лития. Волны нулевого порядка, рассчитанные полуаналитическим методом (серые кривые), волны различных порядков, рассчитанные методом конечных элементов (черные точки).

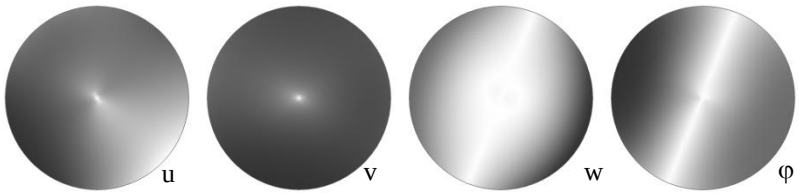


Рис 4. Структура компрессионной волны в ниобате лития (af=1000 м/с, V=6633 м/с)

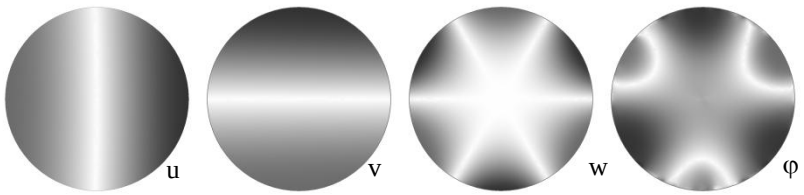


Рис 5. Структура крутильной волны в ниобате лития (af=1000 м/с, V= 3563 м/с). Хорошо заметно присутствие компонент w и φ.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ-4841.2014.9

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mirsky I. Wave propagation in transversely isotropic circular cylinders, Part I: Theory.// Journal of the Acoustical Society of America. – 1965. – N 37. – P. 1016-1026.
2. Every A.G., Shatalov M.Y, Yenwong-Fai. A.S. Progress in the analysis of non-axisymmetric wave propagation in a homogeneous solid circular cylinder of a piezoelectric transversely isotropic material. // Physics Procedia. – 2010. – V3, Issue 1. – P. 473-479.
3. Winkel V., Oliviera J. E. B., Dai J. D., and Jen C. K. Acoustic wave propagation in piezoelectric fibers of hexagonal crystal symmetry // IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectr and Frequency Control. – 1995. – N42. – P. 949-955.
4. Yenwong-Fai, A., Wave propagation in a piezoelectric solid cylinder of transversely isotropic material // Master's thesis, University of Witwatersrand, Johannesburg, South Africa, 2008.
5. Теплых А.А., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. Исследование коэффициента электромеханической связи акустических волн в радиально-изотропном тонком пьезоэлектрическом цилиндре // Труды XXII сессии РАО, 15-17 июня 2010г. – Москва, 2010. – Т.1. – С. 253-256.
6. Teplykh A.A., Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E. Acoustic waves of zero order in piezoelectric cylinders and tubes bordered with non-conducting viscous liquid // AIP Conf. Proc. – 2012. – N1433. – P. 551-554.
7. Теплых А.А., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. Исследование акустических волн в радиально-изотропных многослойных цилиндрических волноводах // Труды XXIV сессии РАО, 12-15 сентября 2011 г. – Саратов, 2011. – Т.1. – С.73-77.
8. A.A. Teplykh, B.D. Zaitsev, I.E. Kuznetsova, Compressional acoustic waves in structure "Piezocylinder - viscoelastic layer - liquid". Proceedings of IEEE Ultrasonics Symp. July. 21-26, 2013. – Prague, Czech Republic, 2013. – P. 1049 - 1052.
9. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. / М.: Мир, 1979. – 392 с.
10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. / М.: Наука, 1973. – 832 с.
11. A.J. Slobodnik, E.D. Conway, R.T. Delmoinco. Microwave Acoustics Handbook. Volume 1A. Surface wave velocities. Scientific Report 1, October 1973.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРНОЙ ПОМЕХИ НА ХАРАКТЕРИСТИКУ НАПРАВЛЕННОСТИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Горелов А.А., Янпольская А.А.

ОАО «Концерн «ОКЕАНПРИБОР», Санкт-Петербург

E-mail:gorelovacoustics@mail.ru

В статье показаны методы выделения полезного акустического сигнала на фоне структурной помехи, действующей на двухслойную, приемную гидроакустическую антенну. Рассматриваются различные способы формирования характеристик направленности такой антенны.

Задача подавления структурной помехи особенно актуальна для варианта размещения гидроакустической антенны на борту носителя (протяженные бортовые антенны, широкоапертурные антенны и т.п.). Бортовые антенны должны решать две основные задачи: обнаружения и оценки дистанции. При этом возникают разные требования к алгоритмам. Для решения задачи обнаружения достаточно восстановления энергетических спектров сигналов, в то время как для задачи оценки дистанции дополнительно необходимо восстановление фазовых соотношений в сформированных пространственных каналах отдельных антенн, либо на элементах антенн.

Для анализа возможности подавления структурной помехи была поставлена серия экспериментов в условиях открытого испытательного полигона. Для проведения необходимых экспериментов был создан многоканальный измерительный стенд. Структура стенда показана на рис.1.

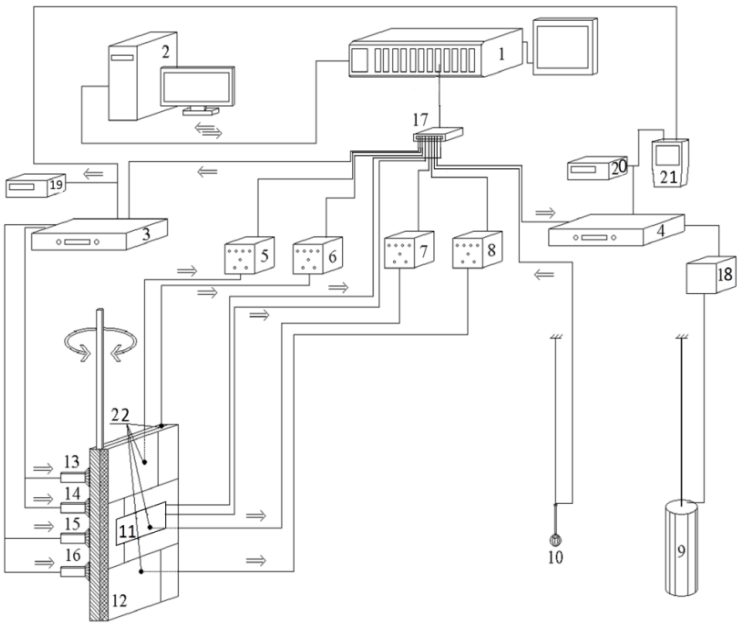


Рис.1. Структурная схема эксперимента

Цифрами обозначены:
1 – многоканальный измерительный комплекс National Instruments (NI);
2 – ПК для обработки данных эксперимента;
3, 4 – усилители мощности;
5-8 – усилители заряда;
9 – излучатель;
10 – гидрофон;
11 – антенный блок;
12 – несущая рама фрагмента антенны с гидроакустическим покрытием; 13-16 –
21 – осциллограф Fluke;
22 – акселерометры (установлены на тыльной стороне несущей рамы (12), а так же на фронтальной стороне, непосредственно на поверхности антенны).

Данный измерительный стенд позволяет измерять электро-акустические параметры гидроакустических антенн, а так же вибрационные, что позволяет оценить виброзащищенность испытуемой антенны. Излучатель (9) предназначен для излучения полезного сигнала, тонального, тонально-импульсного либо шумового. Установленные с тыльной стороны макета вибраторы (13-16) предназначены для возбуждения несущей

рамы макета с целью имитации вибраций корпуса носителя (помехи). При работе вибраторами возникает многокомпонентное поле помех. Структурная помеха, распространяется по жестким связям внутри макета, а вибрационная – следствие излучения каждой точки поверхности вибрирующего макета в воду. Совместное включение вибраторов и излучателя формирует сложную структуру поля полезного сигнала и помехи с необходимым для эксперимента соотношением.

В настоящее время известны алгоритмы подавления структурной помехи [1,2] применительно к задаче обнаружения, основанные на предварительном обучении в отсутствии сигнала, и с использованием акселерометров (вибродатчиков), регистрирующих колебания конструкций, порождающих собственные шумы носителя, и малочувствительных к полю давления, содержащему полезный акустический сигнал. В этом случае возможен чисто алгоритмический способ борьбы с шумовой составляющей поля помех, обусловленной работой машин и механизмов, основанный на том, что на фундаментах наиболее шумящих машин и механизмов, располагаются приемники вибраций (акселерометры), регистрирующие вибрации носителя. В тракте обработки ГАК производится совместная обработка информации от антенны и от вибродатчиков, направленная на подавление когерентной части помех, обусловленной вибрациями корпуса. Алгоритмы, предложенные в работах [1,2] можно рассматривать как адаптивные алгоритмы, точнее как вариант режекции в частотной области когерентной составляющей спектра вибраций.

Рассмотрим типовой алгоритм режекции:

на каждой частоте рассчитывается матрица взаимных спектров усредненных по времени (коэффициентов ковариации) $W=y\times y'$; $W = y \times y'$, где ′ знак комплексного сопряжение и транспонирования, y – значения комплексных спектров на N пространственных каналах (ПК) или элементов антенны, в частности можно рассматривать акселерометры как опорные ПК (элементы антенны) для T моментов времени ($\{y_{ij}\}_{N,T}$).

Выбираются элементы матрицы W, соответствующие множеству l опорных ПК, из которых формируется матрица $G=W(l,l)$; Затем формируется матрица B из столбцов, соответствующих множеству номеров ПК, выбранных опорными $B=W(:,l)$, на основе которой определяется весовой вектор M для вычитания спектров опорных каналов. Поскольку представляет интерес решение не только задачи обнаружения, но и оценки дистанции, далее производится оценка вектора столбца комплексных спектров

$$Y(f) = y - M \times yl \quad (1)$$

где yl – значения комплексных спектров на l акселерометрах,

(2)

К недостаткам известных алгоритмов относиться отсутствие текущего анализа структуры корреляционных связей сигналов и помех. Для проверки необходимости проведения таково анализа была проведена оценка когерентности данных с акселерометров и элементов антенны как для смеси сигнала и помехи, так и отдельно для вибрационной помехи. Результаты показаны для полезного тонального сигнала на частоте 1000 Гц.

На рис.2 приведены текущие энергетические спектры смеси сигнала и помехи (на 12-ти элементах антенны 3|SP| elem 1..12), после суммирования но 6-ти элементам (3|SP| Sum), а также они усредненные по всем реализациям, примерно в 2/3 и 2,5 октавной частотных полосах (ср |SP| Sum). Также приведены текущие энергетические спектры для 5-ти вибродатчиков ((SP| axl раб) и отдельно для акселерометров: однокомпонентных, установленных на антенне - синяя линия и на пластине – зеленая линия (tek sp axl 1 4), и для трехкомпонентного (tek sp axl x y z) - соответственно синяя, зеленая и красная линии. Все результаты приведены в дБ.

На рис.3 приведены значения коэффициентов корреляции для амплитудной и

фазовой огибающих смеси сигнала и помехи, рассчитанной в различных полосах (полосы указаны на рисунке), нижний график получен на частоте сигнала в полосе разрешения БПФ -10Гц. По осям указаны номера элементов антенны и акселерометров. Следует отметить, что для узкой полосы корреляция равна ±1.

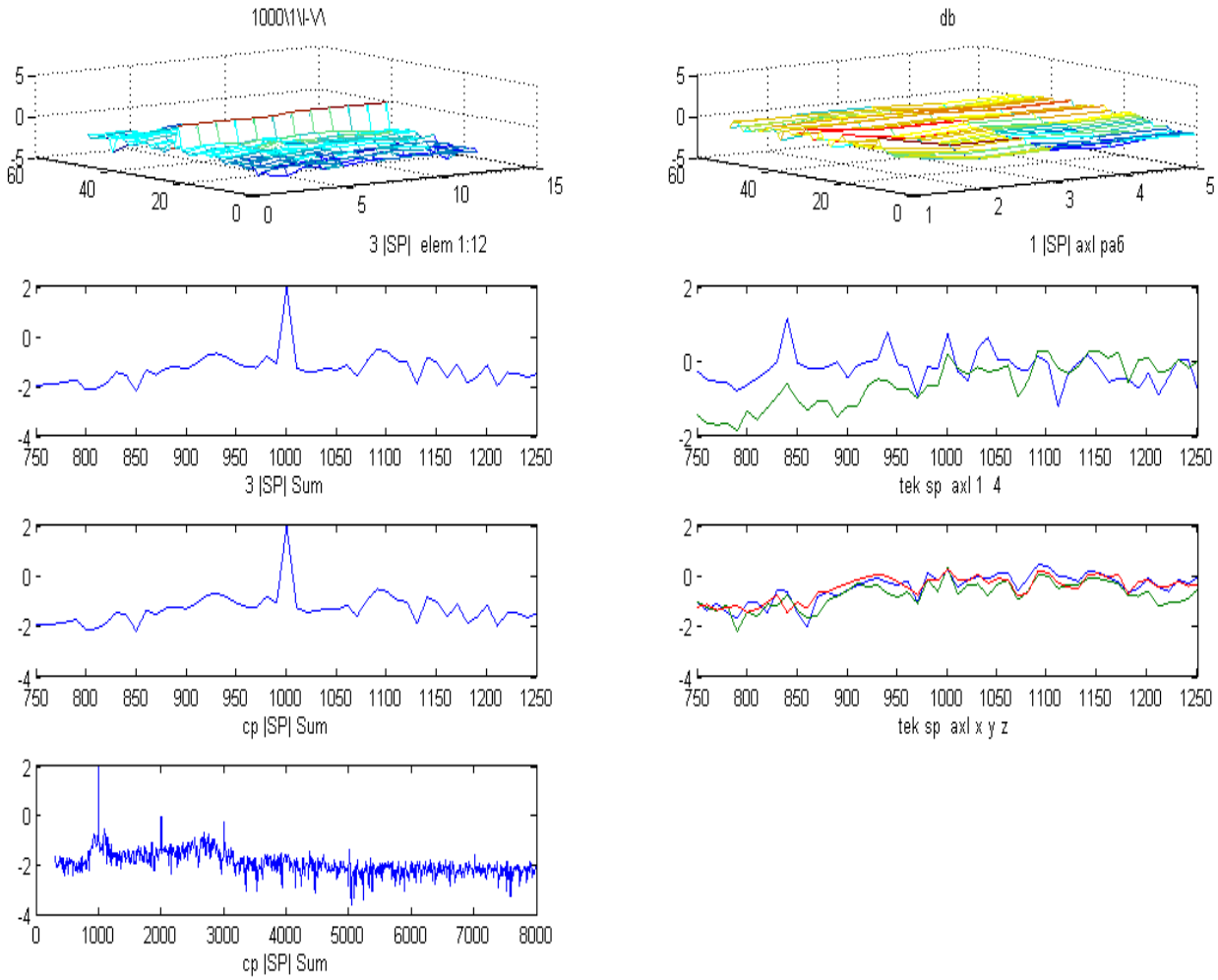


Рис.2. Спектры смеси сигналов и помех.

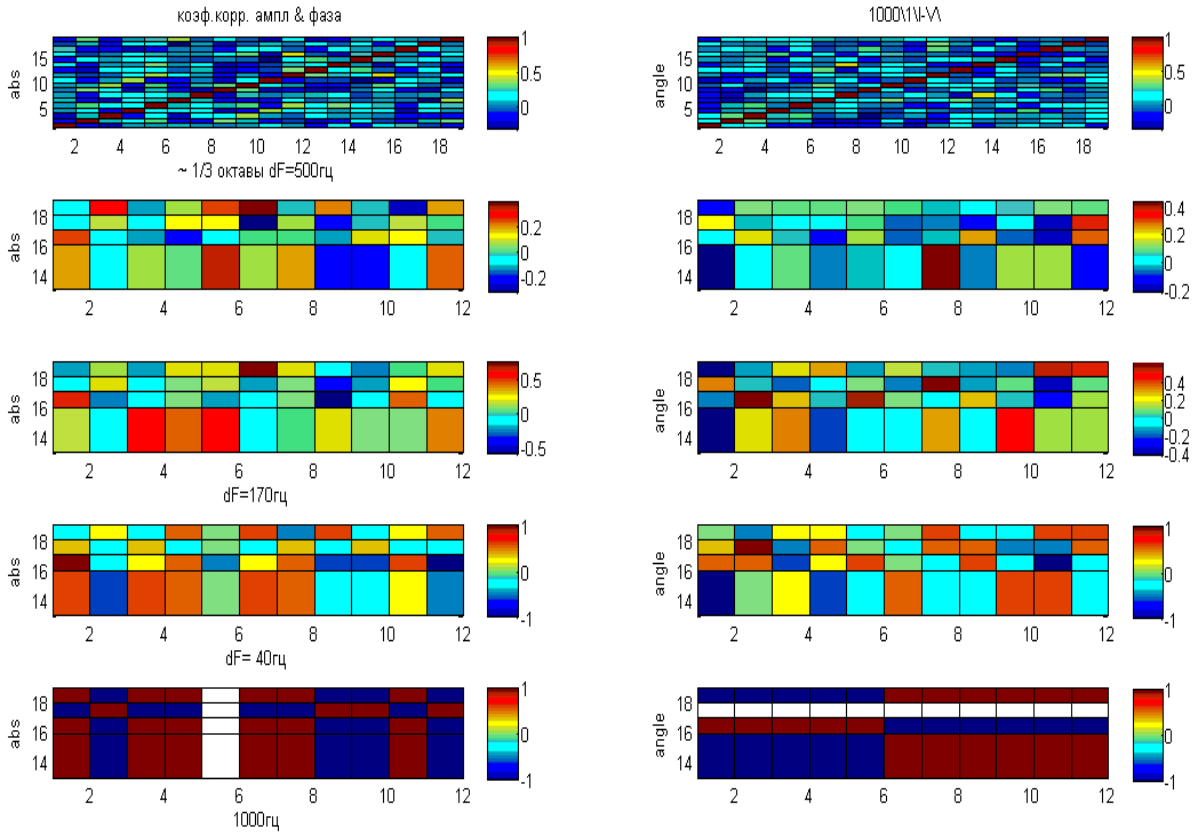


Рис.3 Коэффициенты корреляции для огибающих смеси сигнала и помехи.

На рис.4 приведены аналогичные результаты для реальной и мнимой части комплексных коэффициентов корреляции.

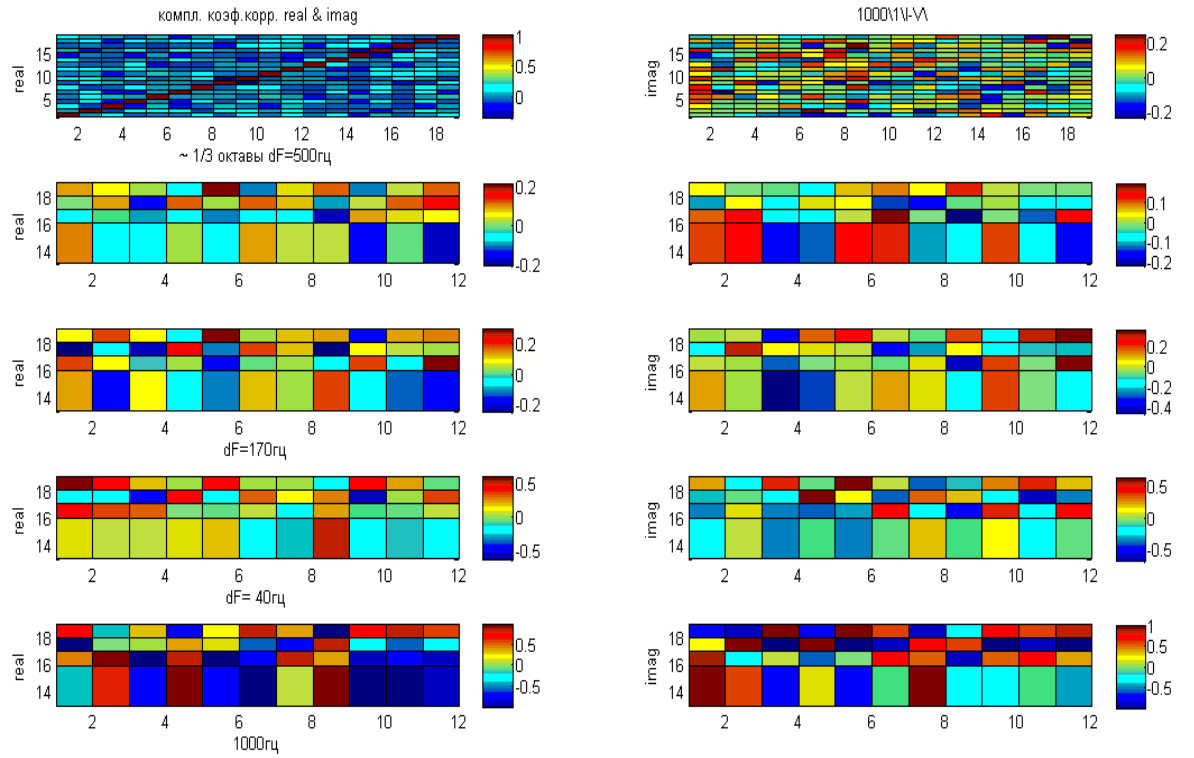


Рис.4 Комплексные коэффициенты корреляции смеси сигнала и помехи.

На рис.5 - 7 приведены аналогичные результаты для помехи в отсутствии сигнала. Из приведенных графиков видно, что реальная полоса спектра помехи порядка двух октав.

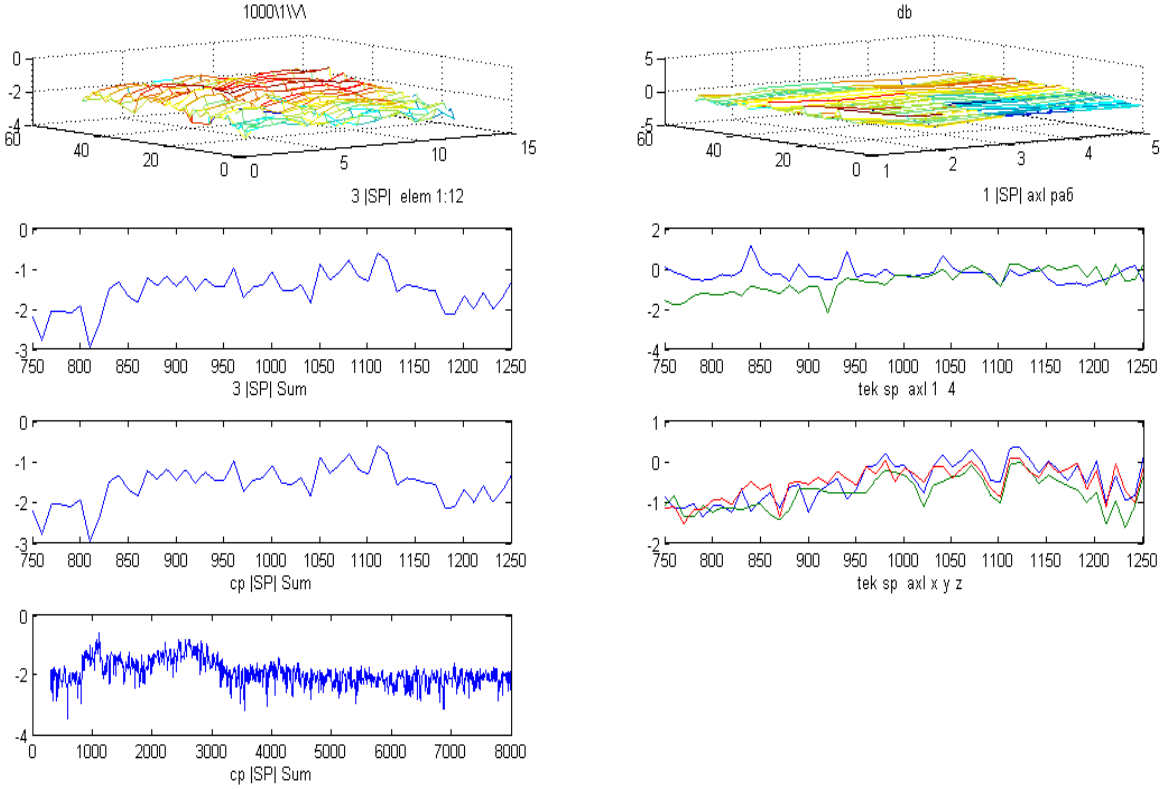


Рис.5 Спектры помехи.

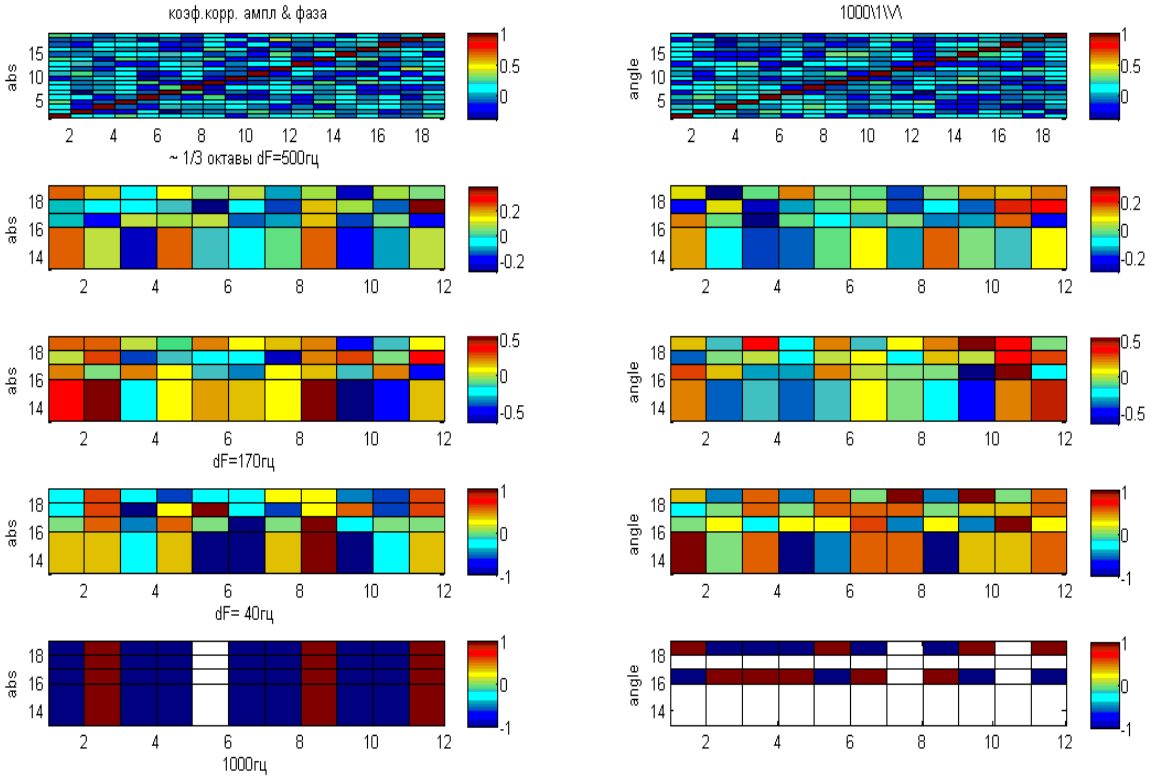


Рис.6 Коэффициенты корреляции для амплитудной и фазовой огибающих помехи.

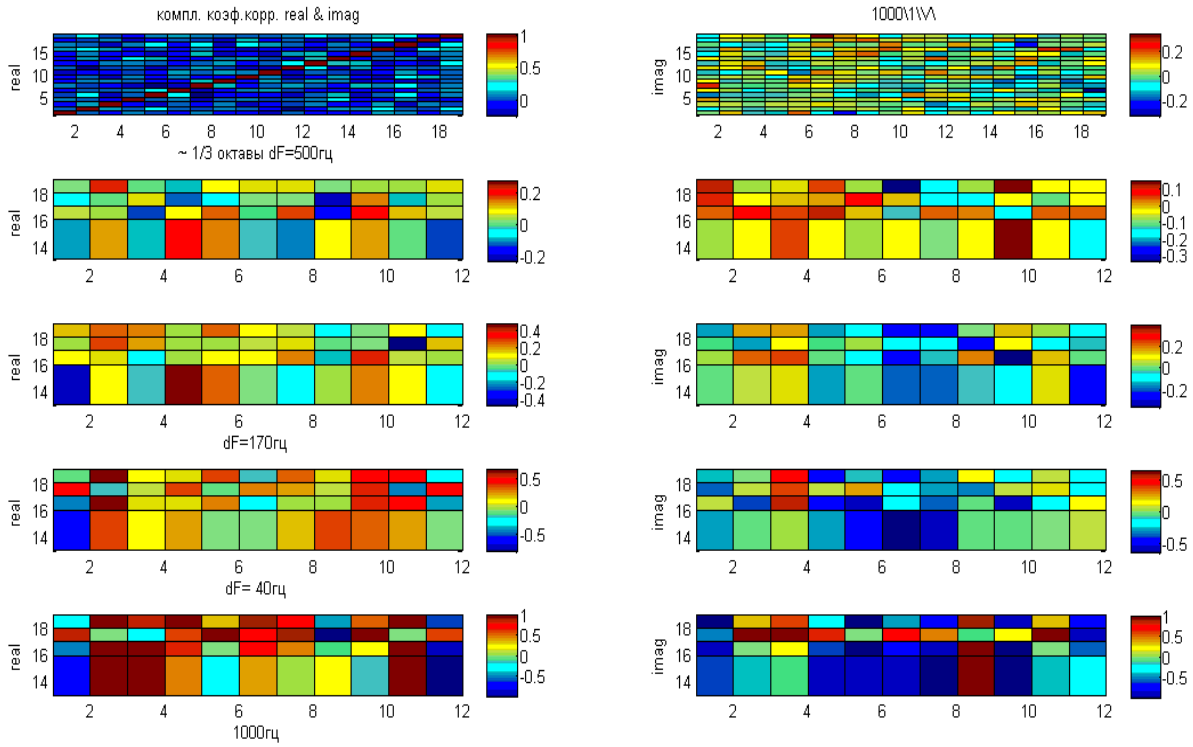


Рис.7 Комплексные коэффициенты корреляции помехи.

На рис.8 приведены отклик антенны образованный 6-ю элементами при наличии на входе смеси сигнала с шумом зеленая и только помехи синяя линии, а также соответствующие характеристики направленности (ХН). По оси абсцисс указаны углы в градусах, уровни приведены в дБ. Поскольку сигнал сильный, то далее результаты оценки ХН после режекции не приводятся, так как они визуально не заметны.

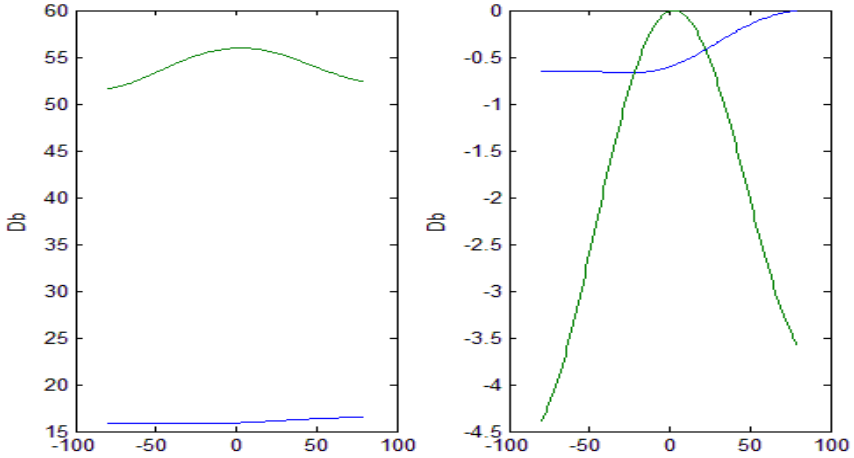


Рис.8 Характеристики направленности.

Анализ коэффициентов корреляции показывает, что они лежат в достаточно широком диапазоне значений, в том числе и около 0, причем это верно как для смеси сигнала с помехой, так и для чисто структурной помехи.

Из этого следует, что алгоритмы режекции нуждаются в доработке, позволяющей ввести дополнительные условия, чтобы определить, какие данные от акселерометров следует использовать при адаптации к помехе, учет каких приведет только к увеличению вычислительных ошибок. Как правило, алгоритмы режекции реализуются в частотной области и, очевидно, что имеет смысл учитывать по помехе

только те данные, которые имеют относительно высокую когерентность с сигналом и одновременно, если уровень их спектральных составляющих достаточно велик относительно сигнала. То есть на каждой частоте необходимо оценивать относительный вклад помехи в спектр смеси.

Эта задача достаточно просто решается в случае использования одиночного акселерометра.

В простейшем случае, возможно, ввести ограничения на относительные уровни с акселерометров, и на коэффициенты матрицы *G,* однако при этом не учитываются корреляционные связи между вибродатчиками.

Можно предложить, как минимум, два подхода к режекции, позволяющих учесть ограничения на относительные уровни и коэффициенты корреляции.

1. Последовательно режектировать все реализации спектров элементов антенны с использованием одного из акселерометров, после чего повторять процедуру очистки от структурной помехи с пересчетом матриц *G* и *W* для всех акселерометров. Следует учесть, что при большом числе опорных каналов алгоритм требует больших вычислительных затрат, хотя прост в реализации.

2. Привести *G* к диагональному виду, воспользовавшись, например, базисом собственных векторов. Тогда вместо исходных входных данных от опорных каналов можно использовать их линейную комбинацию и решать задачу режекции относительно нее.

Очевидно, что такие подходы позволят очистить энергетические спектры от помехи, но возможность точного восстановления фаз сигналов требует проверки на экспериментальных данных при слабых сигналах.

Вывод: Проведен анализ входных воздействий структурной помехи и смеси сигналов с помехой на элементах антенны и акселерометрах. Для уменьшения влияние помехи по результатам анализа спектров и корреляций предложены модификации алгоритмов режекции, учитывающие корреляции между данными с акселерометров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клячкин В.И., Селезнев И.А. Алгоритм подавления вибрационной составляющей поля помех для протяженной бортовой антенны. «Гидроакустика» вып.2- 2000г.
2. Иванов А.М., Полканов К.И., Селезнев И.А., Усоскин Г.И. Экспериментальные исследования алгоритмов обработки для протяженной бортовой антенны в режиме шумопеленгования. Труды VII международной конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики», Санкт-Петербург, «Наука» 2006г.

АНАЛИЗ ВОЗБУЖДЕНИЯ БИЛЬЯРДНЫХ МОД В ВОЛНОВОДЕ С УШИРЕНИЕМ

Корольков А.И., Шанин А.В., Алешкин В.М.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва

E-mail: korolkov@physic.msu.ru

В работе [1] показано, что в прямоугольных комнатах с окнами могут возникать моды, представляющие замкнутые лучевые траектории. Такие моды называются бильярдными. В силу того факта, что бильярдные моды являются высокодобротными, они могут существенно сказываться на акустике помещений.

В настоящем исследовании рассматривается простейшая система, допускающая существование бильярдных мод - волновод с уширением. С помощью численного моделирования на основе метода конечных элементов строится явный вид бильярдных мод, возникающих в волноводе. Кроме того, в рамках параболического уравнения развивается техника, позволяющая рассчитывать коэффициент прохождения через данную систему. Производится сравнение численного и аналитического выражения для коэффициента прохождения. В дальнейшем в рамках развитой техники авторами планируется исследование более сложных систем.

ВВЕДЕНИЕ

Оценка времени реверберации является одной из важнейших задач архитектурной акустики. Наиболее популярный метод оценки основан на формуле Сэбина [2]. Однако данная формула применима только в случае диффузного поля. Мы исследуем противоположный случай. Раннее [1] авторами было показано, что в прямоугольной комнате с окнами могут возникать высокодобротные бильярдные моды, которые могут сильно влиять на акустику помещений, в частности на время реверберации. К сожалению, эти моды слабо изучены и в настоящем исследовании авторы остановились на изучении простейшей системы допускающей существование бильярдных мод, а именно на волноводе с уширением (рис.1).

Доклад состоит из четырех разделов. В первом разделе обсуждаются вопросы математической постановки задачи для уравнения Гельмгольца. Во втором разделе показывается, что в уширении существуют высокодобротные моды близкие по структуре к стоячим волнам. В третьем разделе происходит переход к параболическому уравнению, т.е. задача рассматривается в высокочастотном приближении, а так же в приближении дифракции Френеля. В четвертом разделе выводится главный результат: формула для вычисления коэффициента прохождения поршневой моды $T_{0,n}$ сквозь уширение.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается стационарная задача распространения поршневой моды по волноводу с уширением, изображенным на рис. 1.

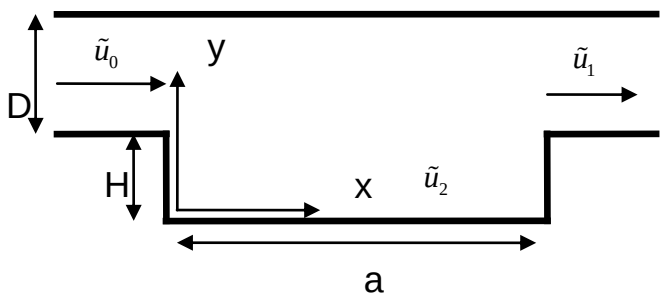


Рис. 1. Параметры волновода с уширением

D – ширина волновода, H – глубина полости, a – длина полости.
Поле внутри волновода удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\Delta\tilde{u}+k^2\tilde{u}=0 \qquad (1)$$

Стенки волновода являются идеально отражающими, т.е. на них выполняются граничные условия Неймана:

$$\frac{\partial\tilde{u}}{\partial n}=0. \qquad (2)$$

Поле на входе в уширение представляется в следующем виде:

$$\tilde{u}_0=\tilde{u}_{in}+\tilde{u}_{sc}=e^{ikx}+\sum_{n=0}^{\infty}R_{0,n}\varphi_n(y)e^{-ik_n x}, \qquad (3)$$

где

$$\varphi_n(y)=cos(\frac{\pi n(y-H)}{D}),k_n=k\sqrt{1-\left(\frac{\pi n}{kD}\right)^2}, \qquad (4)$$

u_{in} - поршневая мода, u_{sc} - рассеянное поле. Предполагается, что $ka \square 1$, т.е. задача решается в коротковолновом приближении. Кроме того, предполагается, что

$$\frac{D^2}{\lambda}>>a \text{ и } \frac{H^2}{\lambda}>>a, \qquad (5)$$

т.е. дифракционный процесс происходит в приближении Френеля.

Поле на выходе из полости представляется в виде разложения по волноводным модам:

$$u_1=\sum_{n=0}^{\infty}T_{0,n}\varphi_n(y)e^{ik_n x} \qquad (6)$$

Целью данной работы является определение коэффициентов прохождения $T_{0,n}$.

МОДЫ В УШИРЕНИИ

Рассмотрим процесс в полости. Будем считать, что выполнено второе из условий (5). Тогда поле в полости может быть представлено в виде:

$$\tilde{u}_2=\sum_{m,n=0}^{\infty}\cos(k_{\|,n}x)\cos(\beta_m y), \qquad (7)$$

где

$$\beta_m=\frac{\pi}{H}(\mathrm{m}+\frac{1}{2})(1+\frac{æ}{2i}\sqrt{\frac{a}{k}}\frac{1}{H}+o\left(\frac{1}{H}\sqrt{\frac{a}{k}}\right)), \qquad (8)$$

$$k_{\|,\mathrm{n}}=\sqrt{\mathrm{k}^2-\beta_n^2}=\sqrt{\mathrm{k}^2-\beta_0^2(1+\frac{æ}{iH}\sqrt{\frac{a}{k}})}. \qquad (9)$$

Результат (7) не является тривиальным. Легко видеть, что поле $\tilde{u}_2$ на стенках уширения удовлетворяет граничным условиям Неймана, а на открытой границе удовлетворяет следующим импедансным условиям:

$$u_2|_{y=H}=\frac{æ}{2i}\sqrt{\frac{a}{k}}\frac{\partial}{\partial y}u_2|_{y=H}+o\left(\frac{1}{H}\sqrt{\frac{a}{k}}\right) \qquad (10)$$

Обсудим эти условия. При выполнении условия (5), уширение можно рассматривать как кусок полубесконечного волновода. Задача дифракции плоской волны на торце полубесконечного волновода была решена Вайнштейном [3]. Вайнштейном было показано, что коэффициент отражения имеет вид:

$$R = -1 + æ\sqrt{ka}\,\frac{\pi}{2Hk} + o\left(\frac{1}{H}\sqrt{\frac{a}{k}}\right). \qquad (11)$$

Здесь $æ = -\zeta(\frac{1}{2})\frac{1-i}{\pi}$, где ζ - функция Римана, $\frac{\zeta(\frac{1}{2})}{\sqrt{\pi}} = -0.829.$ Из (8) следует, что поле на открытой границе должно удовлетворять импедансным условиям (10).

Пользуясь интегрированием по частям, учитывая (10), легко показать, что моды (7) ортогональны по y, т.е.

$$\int_0^H \cos(\beta_m y)\cos(\beta_n y)\,dy = 0, \text{ если } n \neq m. \qquad (12)$$

Соотношение (12) играет важную роль в вычислении коэффициента прохождения $T_{0,n}$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ В ПАРАБОЛИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

С учетом того, что выполняются условия (5), можно перейти к параболическому уравнению теории дифракции:

$$\left(2ik\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)u = 0. \qquad (13)$$

Решение уравнения Гельмгольца (1) связано с решением параболического уравнения (13) следующим образом:

$$\tilde{u} = e^{ikx}u. \qquad (14)$$

Мы не будем обсуждать вопросы применимости параболического уравнения, так как они хорошо изучены. Ознакомиться с ними можно, например в [4].

Важным свойством параболического уравнения является тот факт, что если нам известно распределение поля при некотором заданном x, то поле во всех остальных точках может быть определено с помощью следующей формулы:

$$u(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x-x', y-y')u(x', y')dy' = \Pi u(x,y), \qquad (15)$$

где (16)

$$g(x-x', y-y') = \begin{cases} \sqrt{\frac{k}{2\pi i x}}\exp\{ik\frac{(y-y')^2}{2x}\}, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

Введем 4 оператора, необходимых для анализа поля в волноводе:

$$\Pi_{11}u_1(a,y) = \int_H^{H+D} g(a, y-y')u_0(0,y')dy' + \int_H^{H+D} g(a, y+y'-D-H)u_0(0,y')dy', \qquad (17)$$

$$\Pi_{22}u_2(a,y) = \int_0^H g(a, y-y')u_2(0,y')dy' + \int_0^H g(a, y+y')u_2(0,y')dy', \qquad (18)$$

$$\Pi_{12}u_0(a,y) = \int_H^{H+D} g(a, y-y')u_2(0,y')dy', \qquad (19)$$

$$\Pi_{21}u_2(a,y) = \int_0^H g(a, y-y')u_1(0,y')dy', \qquad (20)$$

где $u_0(x,y)$ и $u_1(x,y)$ волноводные поля на входе и выходе из уширения, а $u_2(x,y)$ - поле в уширении. Геометрический смысл введенных операторов становится ясен из (рис.2). Для удобства введем следующие операторные обозначения:

$$\int u_m(x,y)g(x-x',y-y')u_n(x',y')dydy' \equiv \langle u_m,\ \Pi\ u_n\rangle \tag{21}$$

Кроме того, мы обозначаем буквой φ_n волноводные моды (4), а буквой ψ_n обозначаем вертикальную составляющую мод в уширении:

$$\psi_n = \cos(\beta_n y). \tag{22}$$

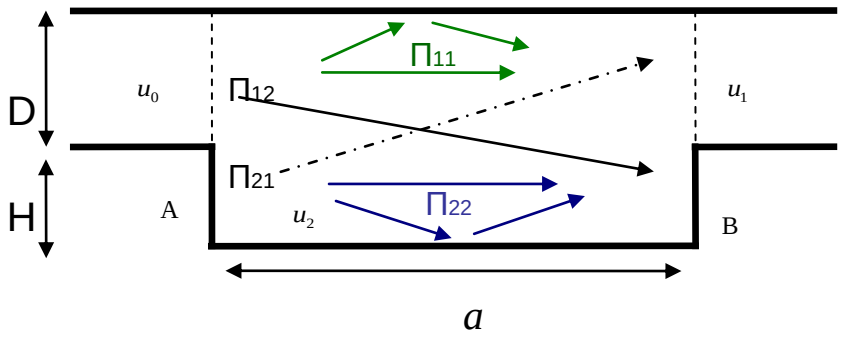


Рис. 2. К формулам (17)-(20)

Тогда условия ортогональности мод в волноводе и уширении могут быть записаны в следующем виде:

$$\langle\varphi_n,\varphi_m\rangle = 0,\ m\neq n,\ \ где\ \langle\varphi_n,\varphi_m\rangle \equiv \int_H^{H+D} \varphi_n(y)\varphi_n(y)dy, \tag{23}$$

$$\langle\psi_n,\psi_m\rangle = 0,\ m\neq n,\ где\ \langle\psi_n,\psi_m\rangle \equiv \int_0^{H} \psi_n(y)\psi_m(y)dy. \tag{24}$$

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОХОЖДЕНИЯ $T_{0,n}$

Теорема:
Коэффициенты прохождения $T_{0,n}$ даются следующей формулой:

$$T_{0,n} = \frac{e^{i(k-k_n)a}}{\langle\varphi_n,\varphi_n\rangle}[\langle\varphi_n,\Pi_{11}\varphi_0\rangle + \sum_{m=1}^{\infty} A_m\langle\varphi_n,\Pi_{21}\psi_m\rangle], \tag{25}$$

где

$$A_m = \frac{1}{1-e^{2ik_{\|,m}a}}\frac{\langle\psi_m,\Pi_{22}\cdot\Pi_{12}\varphi_0\rangle}{\langle\psi_m,\psi_m\rangle}. \tag{26}$$

Доказательство:
Пользуясь формулами (17, 20) запишем поле на выходе из уширения:

$$\tilde{u}_1(a,y) = \sum_{n=0}^{\infty} T_{0,n}\varphi_n e^{ik_n a} = e^{ika}[\Pi_{11}\psi_0 + \sum_m A_m\Pi_{21}\psi_m], \tag{27}$$

Интегрируя (28) с $\varphi_n(y)$, а также учитывая тот факт, что моды в волноводе ортогональны, получим (25). Осталось определить коэффициенты A_m. Для этого надо определить модовую структуру поля $\tilde{u}_2(y,x)$, при $x=0$.

Обозначим левую сторону полости буковой A, а правую буквой B(см рис.2). Поле на стороне A представляется в виде суперпозиции мод (22) с коэффициентами A_m:

$$\tilde{u}_2(0,y)=\sum_m A_m\psi_m. \tag{28}$$

Выразим поле на стороне B с помощью операторов (18,19) через поле на стороне A:

$$\tilde{u}_2(a,y)=e^{ika}\left[\sum_n A_n\Pi_{22}\psi_n+\Pi_{12}\varphi_0\right]. \tag{29}$$

Продолжая данную процедуру и еще раз выражая поле с помощью оператора (18), получим:

$$\tilde{u}_1(a,y)=e^{2ika}\left[\sum_n A_n\Pi_{22}\cdot\Pi_{22}\psi_n+\Pi_{22}\cdot\Pi_{12}\varphi_0\right]. \tag{30}$$

Пользуясь свойством ортогональности, получим:

$$A_m=\frac{e^{2ika}}{\langle\psi_m,\psi_m\rangle}\left[\sum_n A_n\left\langle\psi_m,\Pi_{22}^2\psi_n\right\rangle+\left\langle\psi_m,\Pi_{22}\cdot\Pi_{12}\varphi_0\right\rangle\right]. \tag{31}$$

Учитывая тот факт, что оператор Π_{22}^2, переводит моды (22) сами в себя, получим:

$$e^{2ika}\left\langle\psi_m,\Pi_{22}^2\psi_n\right\rangle=\begin{cases}0,\ m\neq n\\ e^{2ik_{\|,n}a}\langle\psi_n,\psi_n\rangle,\ m=n\end{cases}. \tag{32}$$

Подставляя (32) в (31) получим (26).Теорема доказана.

На (рис.3) изображен график зависимости коэффициента прохождения $T_{0,0}$ в главную моду, при

$$\frac{D}{a}=0.55,\frac{H}{a}=1.1. \tag{33}$$

Из (рис.3) видно, что коэффициент прохождения $T_{0,0}$ имеет периодическую структуру. Резонансы с малым периодом (например, на промежутке 128 ka - 132 ka) соответствуют тому, что в резонаторе устанавливается бильярдная мода с одинаковым поперечным волновым числом β_m (8). В пределах выбранного отрезка меняется лишь продольное волновое число $k_{\|,n}$ (9). Так же с увеличением частоты растет среднее значение коэффициента прохождения, что согласуется с принципами дифракции Френеля.

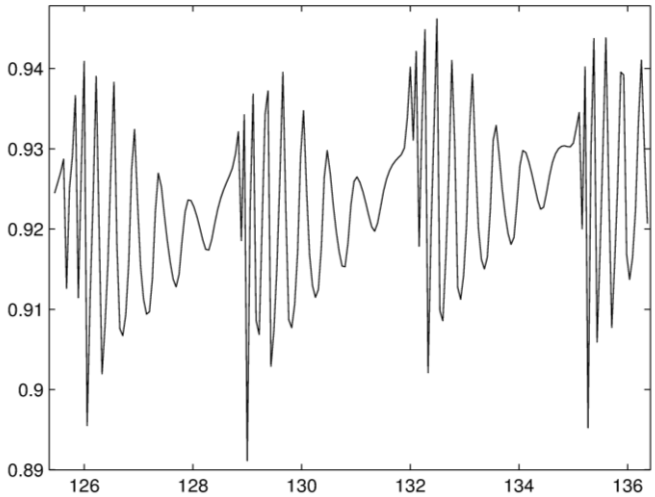


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента прохождения T_{00} от ka

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ.

Волновод с уширением моделировался методом конечных элементов. Для того чтобы в рукавах волновода выполнялись условия излучения использовался полностью поглощающий слой(PML). Ознакомиться с использованием PML в применении к задачам акустики можно, например в [5,6].

На рис.4 представлена зависимость коэффициента прохождения T_{00} от частоты. Сплошная линия соответствует результатам аналитического расчета по формуле (25), прерывистая – результатам моделирования методом конечных элементов.

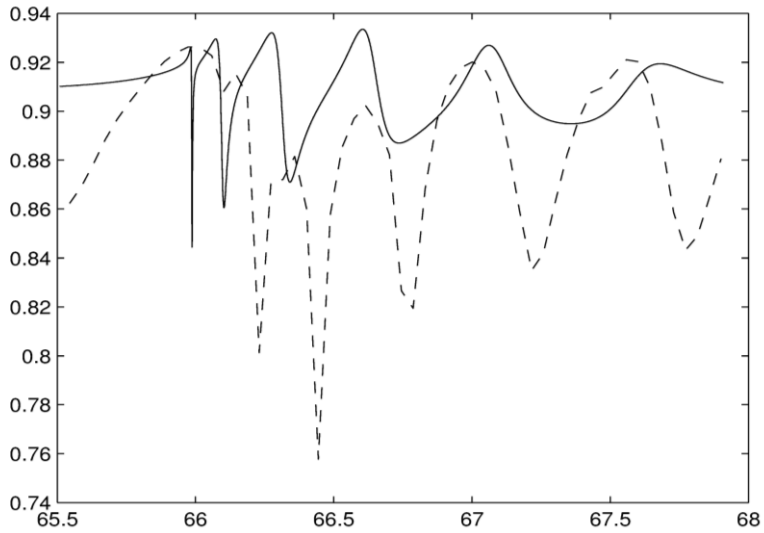


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента прохождения T_{00} от ka.

Как видно из (рис.4), аналитические и численные результаты совпадают лишь качественно. Авторы связывают это с недостаточной точностью численной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован механизм возникновения бильярдной моды в волноводе с уширением. В рамках параболического уравнения в высокочастотном приближении был рассчитан коэффициент прохождения поршневой моды T_{0n}. Также было проведено сравнение с численным значением T_{0n}, вычисленным в рамках метода конечных элементов. В дальнейшем авторами планируется анализ структур допускающих образование бильярдных мод более сложного вида.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shabalina E.D, Shirgina N.V., Shanin A.V. High-Frequency Modes in a Two-Dimensional Rectangular Room with Windows. Acoustical Physics, 2010, V. 56, No. 4.
2. H. Kutruff. Room Acoustics. Spon Press, New York, 2000.- 369 p.
3. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. – Сов. Радио, М.,1966.-473 с.
4. Руденко О.В., Виноградова М.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.Наука, 1979, Глава VIII, С. 261-269.
5. Hu, Fang Q. On Absorbing Boundary Conditions for Linearized Euler Equations by a Perfectly Matched Layer. J. of Comp.Phys., 1996, 129**,** P**.** 201–219.
6. Quan Qi and Thomas L. Geers. Evaluation of the Perfectly Matched Layer for Computational Acoustics. JCP, 1998, 139**,** P**.** 166–183.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ НЕЗЕРКАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА УПРУГИХ ОБОЛОЧКАХ

Салин М.Б., Вьюшкина И.А., Салин Б.М., Суворов А.С.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

E-mail: mikesalin@hydro.appl.sci-nnov.ru

В работе исследуются качественные и количественные характеристики незеркального рассеяния звука на упругих оболочках в области низких частот. На примере результатов численного решения модельных задач рассмотрены характерные изменения параметров рассеянного поля в случае синхронизма падающей волны с различными формами колебаний. Выделяется три режима: совпадение проекций фазовых скоростей падающей акустической волны и упругой волны, совпадение частоты падающей волны с собственной частотой упругого тела и случай совпадения обоих из этих параметров. Рассматриваются угловые и частотные зависимости диаграммы направленности, интегрального сечения рассеяния, а для широкополосных сигналов – степень корреляции падающего и отраженного сигналов. Приводятся сопоставление с теорией.

При решении задач рассеяния звука на упругих оболочках возможность (или невозможность) использования модели жесткого тела зависит от эффективности возбуждения резонансов упругой оболочки внешнем полем. При возбуждении таких резонансов диаграмма направленности рассеянного поля может измениться существенным образом, например, гладкие поверхности могут рассеивать в несвойственном им обратном (незеркальном) направлении [1].

Упругие оболочки являются основой корпусов подводных аппаратов, поэтому характеристики рассеяния упругих оболочек исследуются в рамках задач гидролокации. Развитие низкочастотной (НЧ) гидролокации, связанное со слабым затуханием НЧ звука в океане, требует уточнения модели рассеянного сигнала в данном частотном диапазоне. В задачах ВЧ локации, как правило, резонансное рассеяние рассматривается как малая поправка к уровню диффузного рассеяния [2]. В НЧ диапазоне, наоборот возбуждение резонансов упругой оболочки следует рассматривать как основной механизм возрастания поперечного сечения рассеяния, которое в некоторых случаях может даже превосходить геометрическую площадь (как это происходит при рассеянии на пузырьках воздуха).

В известных ранее теоретических работах [1,3,4,5] были сделаны некоторые оценки характеристик незеркального рассеяния. В настоящее время, в связи с развитием вычислительной техники стало возможным выполнение детального расчета частотно-угловых характеристик рассеянного поля при различных условиях возбуждения упругой моды [6], что и сделано в данной работе на конкретном примере.

Численное моделирование рассеяния звука на упругой оболочке выполняется в программном пакете «АСТРА» [7], основанном на методе конечных элементов (МКЭ) [8]. В разработанном в ИПФ РАН пакете «АСТРА» реализована модификация МКЭ – метод суперэлементов для задач виброакустики [9]. Улучшения направлены на повышение производительности вычислений. Они заключаются в применении блочного метода решения к системе линейных уравнений большой размерности, и в создании в рамках МКЭ граничных условий, моделирующих внешнюю среду для случая поверхности в форме цилиндра конечной длины. Расчет производится по отдельности на каждой частоте.

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЬНОЙ ЗАДАЧИ

Модельный рассеиватель был выбран в виде тонкой стальной цилиндрической оболочки, изображенной на рис. 1, радиус a=0.5 м, длина L=12м и толщина стенки s=5

мм. Рассматривается диапазон частот от 100 до 800 Гц, при этом волновые размеры тела изменяются в пределах ka=0.2÷1.6; kL=5÷40 (k – модуль волнового вектора в воде). В материал модели внесены потери для устойчивости численного счета - добротность системы в воздухе ~100. Ниже будет показано, что при выбранных параметрах амплитуда рассеяния на резонансах продольной волны определяется потерями на излучение, а на резонансах изгибной волны – внутренними потерями.

Во всех рассматриваемых ниже примерах использована идеализированная модель свободного крепления краев цилиндрической оболочки к полусферическим торцам. Можно считать, что они закреплены в некой втулке, позволяющей скользить по всем координатам (в продольном направлении и по радиусу). Полусферические торцы - абсолютно жесткие и неподвижные. Также проводились расчеты для случая так шарнирного закрепления оболочки, которые не выявили качественных отличий.

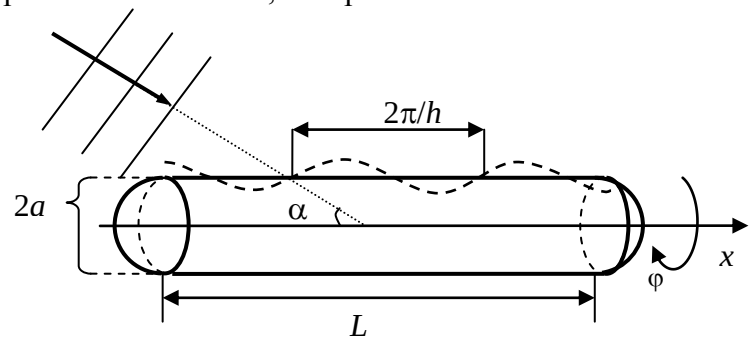


Рис. 1. Схема, поясняющая геометрию задачи и введенные обозначения. Пунктирная линия показывает характерный вид радиальных колебаний.

В рассматриваемом диапазоне частот в продольном направлении укладывается до десяти длин упругих волн. В такой системе возможно резонансное рассеяние, но для его описания не применимы асимптотические приближения [1,2] из-за малого числа периодов взаимодействия. Выбранные параметры модельного рассеивателя позволяют смоделировать в упрощенном виде параметры реальных подводных объектов, можно заметить, что и авторы работ [3,10] исследуют модели со схожими формой и волновыми размерами.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

В квазиодномерной, однородной системе возбуждение упругой волны внешним полем зависит от двух условий. Первым из них является совпадение проекция вектора падающей волны с вектором упругой волны (т.н. пространственный синхронизм), которое реализуется при угле падения:

$$\alpha_* = \mathrm{acos}\frac{h}{k} \qquad (1)$$

где h – модуль вектора упругой волны (угол падания α_* обозначен на рис. 1). Для упругих волн без дисперсии (1) преобразуется в выражение, содержащее число Маха:

$$\alpha_* = acos\frac{C_w}{C_m} \qquad (2)$$

где C_m - скорость упругой волны в оболочке, C_w –скорость звука в среде; C_m=5400м/с для продольной моды, C_w=1500м/с.

Вторым условием для возбуждения моды является совпадение частоты падающего сигнала с резонансной частотой оболочки (т.н. временной синхронизм), когда упругая волна становится стоячей.

Согласно теории упругих оболочек (например, см. [11]), при рассматриваемых параметрах задачи продольные волны в оболочке являются быстрыми, т.е. для них

существует действительное значение $\alpha_* \approx 74°$. При таком типе колебаний скорость элементов упругой оболочки имеет основную продольную составляющую и меньшую по модулю радиальную составляющую, возникающую за счет эффекта Пуассона. Изгибные волны являются медленными и не могут быть эффективно возбуждены внешнем полем.

ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ НА БЫСТРЫХ МОДАХ

На рис 2 представлены результаты расчета бистатической СЦ модельного объекта в зависимости от частоты и угла рассеяния в плоскости падения (подробная зависимость характеристик рассеяния от второго угла не исследуется, т.к. ожидается, что она не будет иметь сильной изрезанности из-за малого радиуса оболочки относительно длины волны.) Рассматривается два угла падения – $\alpha=\alpha^*=74°$, который является резонансным для продольной моды, и некоторый нерезонансный угол $\alpha=60°$. Пунктирными линиями на рис. 2 обозначены 4 характерных направления: A – направление обратного рассеяния, B – «зеркальное» направление, C - просветное направление; D – направление, симметричное A. На рис. 3 построены сечения по указанным углам рассеяния двумерных графиков.

Уровень рассеяния описывается традиционно используемой в гидроакустике величиной – силой цели (СЦ). Рассеянное поле p_s в удаленной точке в направлении единичного вектора $\mathbf{e}_s$ нормируется на амплитуду падающей волны p_0 и приводится к 1 м с учетом сферического закона спадания амплитуды:

$$СЦ = 20\lg\left|\lim_{kR\to\infty}\frac{p_S\left(R\cdot\mathbf{e}_s\right)R}{p_0\cdot 1m}\right| \qquad (3)$$

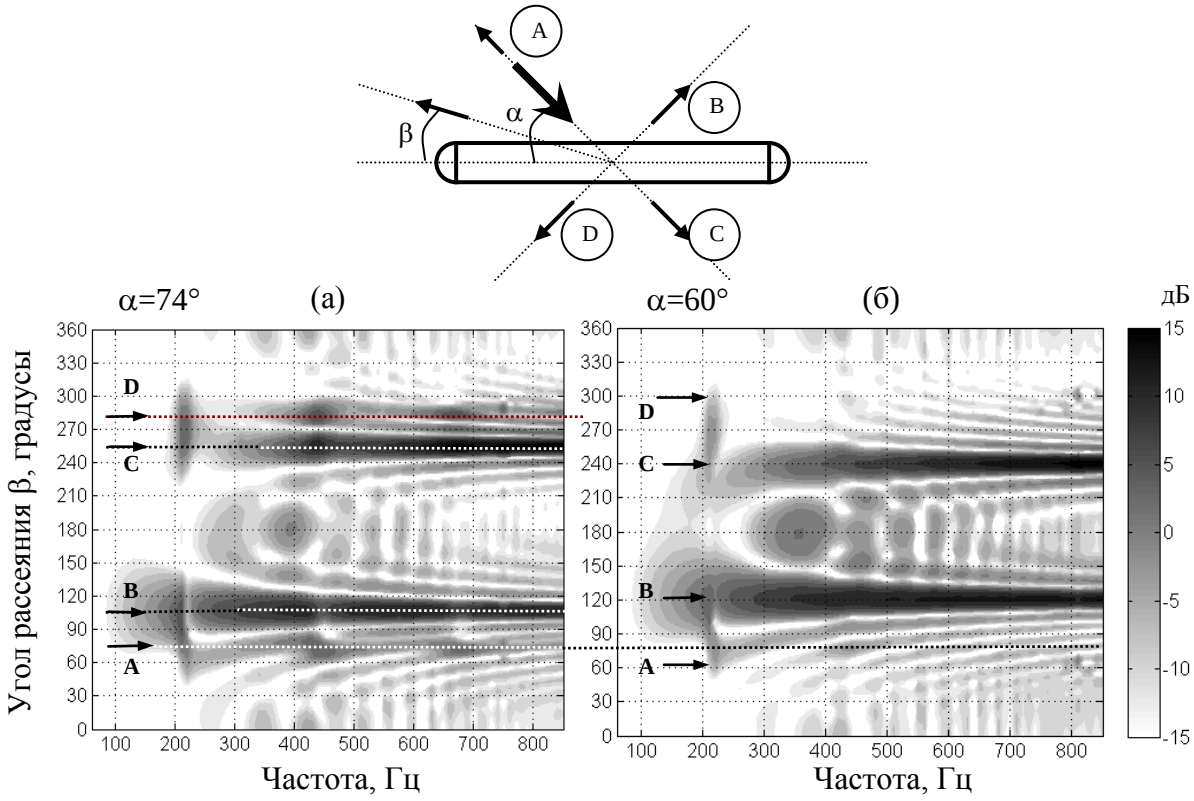


Рис. 2. Зависимость силы цели модельного рассеивателя от частоты и угла рассеяния при двух значениях угла падения: (а) 74° и (б) 60°. Сверху – схема обозначения углов.

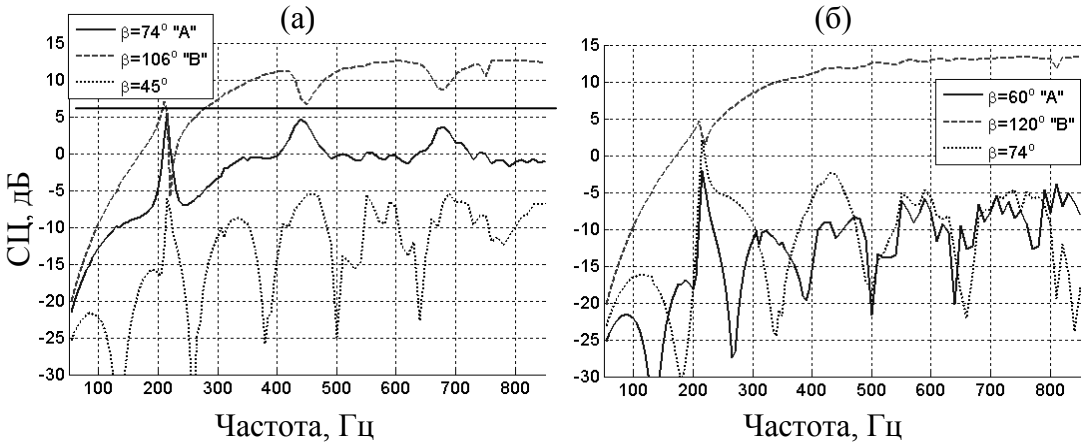


Рис. 3. Зависимость силы цели модельного рассеивателя от частоты (сечения двумерного графика) при различных углах рассеяния и двух углах падения: (а) $\alpha=74°$ и (б) $\alpha=60°$. Горизонтальная линия на рис. 3а – аналитическая оценка уровня рассеяния, полученная из энергетического принципа [12].

В широком частотном диапазоне наблюдаются два основных лепестка диаграммы направленности рассеянного поля: зеркальное направление В и просветное направление С (тень). Кроме этого, наблюдается интерференционная структура за счет рассеяния на торцах. Очевидно, эти эффекты имеют нерезонансную структуру и наблюдались бы также в случае абсолютно жесткого или мягкого тела.

Исходя из анализа рис. 2 и 3 видно, что уровень обратного рассеяния (в направлении А) существенно увеличивается при выполнении резонансных условий по углу и частоте (при пространственно-временном синхронизме). Кроме этого, на тех же резонансных частотах может наблюдаться ослабление зеркального рассеяния (направление В), т.к. существенная часть энергии рассеивается в другие направления. Такие эффекты не наблюдаются при других ракурсах подсветки (кроме первого резонанса с широкой диаграммой направленности), что подчеркивает важность обоих условий синхронизма: и временного, и пространственного.

В случае низкой добротности системы можно говорить о возбуждении не стоячей, а бегущей упругой волны, которая однократно отражается от торца тела и диссипирует за полный проход в прямом и обратном направлении. Тогда для увеличения обратного рассеяния будет достаточно выполнения только условия по углу.

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ НА МЕДЛЕННЫХ ВОЛНАХ

Медленные упругие волны (в данном случае балочные и оболочечные) взаимодействуют с плоскими акустическими волнами во внешней среде за счет неоднородностей оболочки. А в случае однородной оболочки - за счет небольшого участка около торцов. Поэтому рассеянное поле может быть описано с помощью двух точечных вторичных источников на торцах [4,5] и будет содержать несколько лепестков (см. рис. 4б). Угловая зависимость коэффициента возбуждения будет иметь такой же вид. Пользуясь другой терминологией можно сказать, что пространственный спектр колебаний упругого тела содержит ряд боковых лепестков, как спектр от синуса, ограниченного прямоугольным окном, и часть этих лепестков относится к области действительных углов.

При таком режиме рассеяния (короткой длине упругой волны, высоком номере азимутального индекса моды, и как следствие низком сопротивлении излучения) большая часть энергии, поступающей от плоской волны, не переизлучается обратно в среду, а диссипируется за счет внутренних потерь, и поэтому уровни рассеяния оказываются достаточно низкими [12]. Чтобы в рассматриваемой модельной задаче

исследовать рассеяние на изгибных волнах, потребовалось уменьшить потери в материале и повторно выполнить расчет, причем с существенно меньшим шагом по частоте (0.05 Гц). На рис. 4а изображен результат такого расчета – график частотной зависимости СЦ, соответствующий небольшому интервалу частот и всего диапазона рис. 3. В пределах рассмотренной узкой полосы, на частоте 131.3 Гц наблюдается высокодобротный резонанс изгибной (балочной) волны с 5-ю полупериодами на длину оболочки (соответствует скорости C_m=630 м/с). На рис. 4б изображена угловая зависимость диаграммы направленности рассеянного поля на этой частоте (пунктир), которая похожа на интерференционную картину поля от двух разнесенных вторичных источников – торцов.

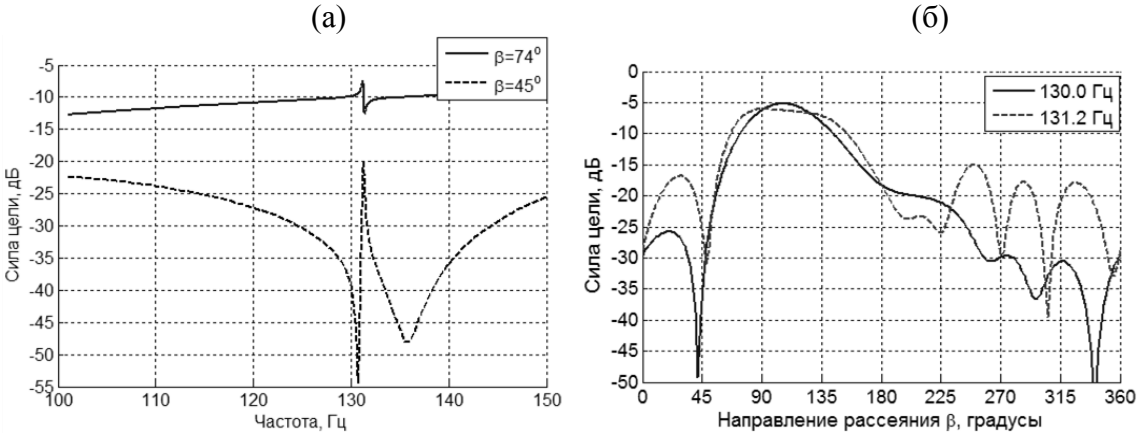


Рис. 4. Результаты расчет силы цели модельного рассеивателя вблизи резонанса изгибной моды для модели с высокой добротностью и с мелким шагом по частоте; угол падения α=74°: (а) частотная зависимость СЦ для двух углов рассеяния и (б) зависимость СЦ от угла рассеяния на двух близких частотах.

ИНТЕГРАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ

При возбуждении собственной моды упругого тела энергия рассеянного поля не только перераспределяется в другие лепестки диаграммы направленности, но и увеличивается полное сечение рассеяния. Согласно [1], на «сухой» резонансной частоте (если рассматривать погруженное в жидкость упругое тело на частоте, являющейся резонансной для этого же тела в вакууме) механический импеданс соответствующей пространственной гармоники будет определяться только массой присоединенной жидкости. Т.е отклик оболочки будет соответствовать отклику мягкого тела. В низкочастотном диапазоне полное сечение рассеяния мягкого тела существенно выше, чем аналогичного жесткого. Кроме того на резонансной частоте (с учетом присоединенной массы) полное сечение рассеяния упругого тела может быть еще выше, чем для мягкого тела и превосходить геометрическую площадь сечения тела [12].

Схема нахождения значения полного сечения рассеяния с помощью МКЭ описана в [13] и может опираться как на оптическую теорему, так и на интегрировании по сфере вектора Умова-Поинтинга. На рис. 5 приведена зависимость полного сечения рассеяния, полученная в результате расчетов для модельного объекта при резонансном и нерезонансном угле. Приведенная на рис. 5 зависимость подтверждает сделанные ранее выводы об увеличении полного сечения рассеяния - в областях резонанса наблюдается увеличение уровня рассеяния на 5-10дБ выше среднего.

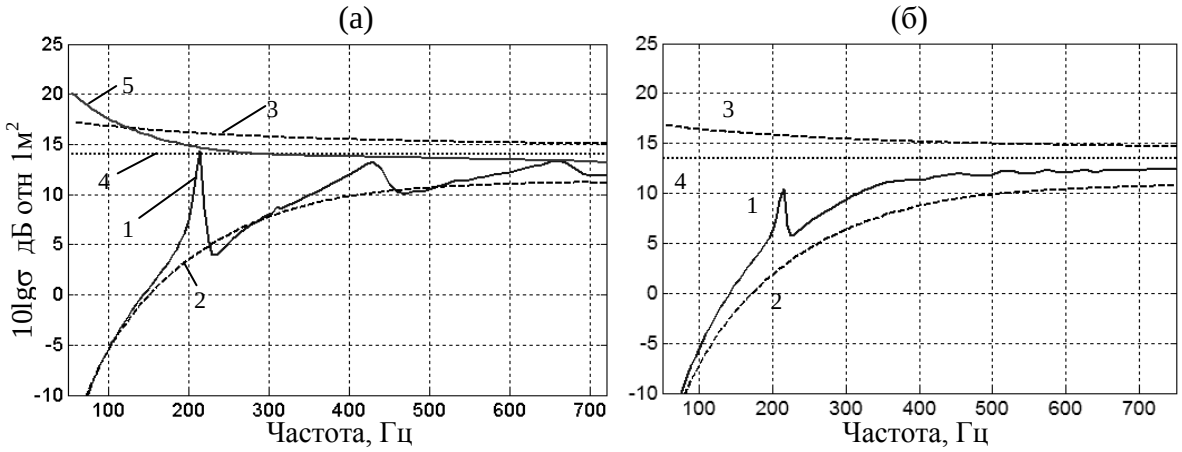


Рис. 5 Частотная зависимость полного сечения рассеяния σ, построенная в дБ отн. 1 м², угол падения (а) α=74° (резонансный) и (б) α=60° (нерезонансный). Цифрами изображено: 1 – расчет для упругой модели, 2 – расчет для абсолютно жесткого тела, 3 – расчет для абсолютно мягкого тела; 4–удвоенная проекция геометрической площади; 5 – теоретическая оценка максимального рассеяния при синхронизме с модой упругого тела [12].

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ СИГНАЛА НА УРОВЕНЬ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

Известно, что широкополосные импульсы, которые часто применяются в гидроакустике для увеличения помехоусточивости и пространственного разрешения, могут отражаться от протяженного рассеивателя с меньшей амплитудой (после сжатия), чем длинные тонально–импульсные сигналы с соответствующими частотами. Это связано с рядом факторов. Во-первых, в случае, если происходит рассеяние на резонансе упругого тела и длительность сигнала превосходит добротность резонанса, то наблюдается рассеяние в установившемся режиме, в то время как для короткого сигнала будут наблюдаться переходные процессы. Во-вторых, при достаточной длительности сигнала наблюдается устойчивая интерференционная картина волн, отраженных от разных частей рассеивателя, которые в случае короткого сигнала будут разделены временными задержками [2]. В-третьих, могут сказываться любые другие искажения фазо-частотной характеристики.

Влияние длительности и (или) ширины полосы импульса на его рассеяние может быть также исследовано на примере рассматриваемой здесь модели. Напомним, что на рис. 2 и 3 была представлена амплитуда (логарифмическая функция амплитуды) рассеянной волны в случае непрерывного сигнала. МКЭ позволяет находить также не только амплитуду, но и фазо-частотную зависимость данной величины относительно некоторого фазового центра. Временная зависимость отраженного сигнала импульсного может быть вычислена с помощью Фурье-преобразования.

На рис. 6 построена функций корреляции отраженного и исходного сигнала. Произведена нормировка на энергию исходного сигнала, так чтобы максимум корфункции имел смысл эффективной силы цели. Действительно, типовые схемы обработки гидролокационных сигналов основаны на выполнении операции свертки принятого сигнала с исходной посылкой, при этом регистрируются моменты времени, когда выход коррелятора превышает уровень фона. Выполненные тестовые расчеты показали, что происходит уменьшении функции корреляции, если исходная (сигнальная) длительность корреляционного пика меньше длительности отклика от рассеивателя.

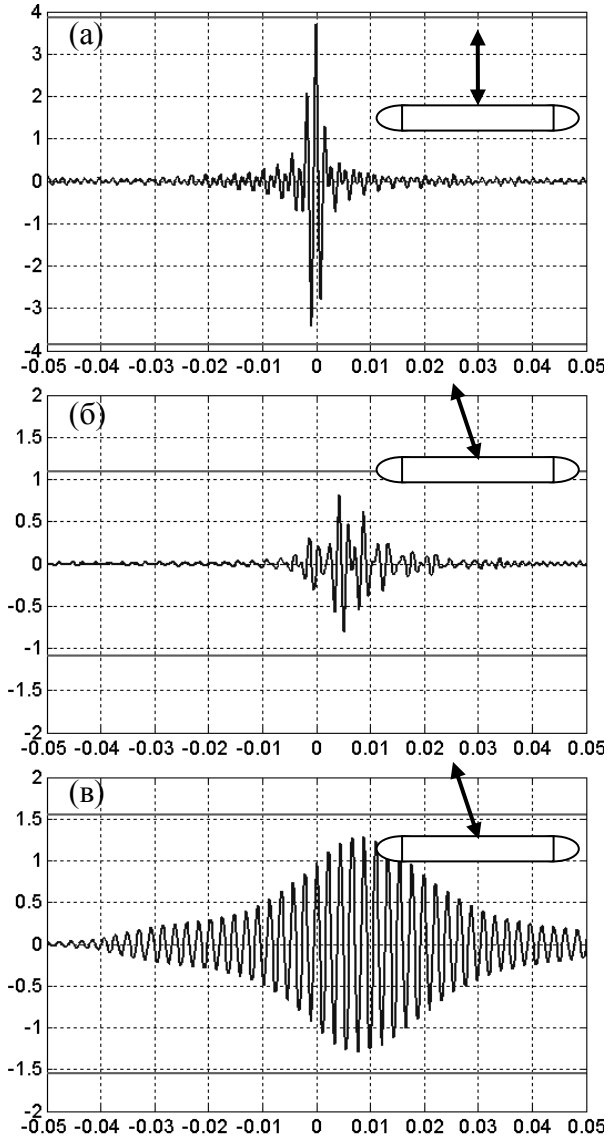


Рис. 6. Результаты моделирования обратного отражения ЛЧМ сигналов от упругой оболочки, когда полоса сигнала захватывает резонанс оболочки. На графиках построена функция корреляции исходного сигнала и отраженного сигнала. Параметры сигналов: (а), (б) - октавная полоса с центром 512Гц, (в) - полоса 1/12 октавы с центром 443 Гц. Горизонтальными линиями изображен средний уровень СЦ в полосе.

Были рассмотрены сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ): в октавной полосе с центром 512Гц; и в полосе шириной 1/12 октавы с центром 443 Гц (далее - широкополосный и узкополосный соответственно). При падении сигнала по нормали к длинной стороне (α=90°) не происходит значимого искажения, и корфункция падающего и отраженного сигнала близка к автокорфункции (рис. 6а). При введенной нормировке максимум корфункции соответствует усредненной в полосе СЦ для непрерывного сигнала, т.е. значению, полученному усреднением графиков вида рис. 3. Обсуждаемые средние значения обозначены горизонтальными линиями на графиках рис 6.

Параметры сигналов выбраны таким образом, что полоса одного из них превосходит ширину полосы резонанса, а второго - совпадает с полосой резонансного пика вблизи 440 Гц (см. рис. 3а). При падении широкополосного импульса под резонасным углом α_*=74°, происходит декорреляция отраженного сигнала и его растяжение (см. рис. 6б). Величина максимума корфункции оказывается ниже среднего

значения СЦ в полосе. В свою очередь, при падении узкополосного сигнала под тем же углом амплитуда отраженного сигнала оказывается выше (см. рис. 6в), чем для широкополосного.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе, с использованием МКЭ продемонстрировано решение задачи, близкой к реальным задачам гидроакустики, в которой угловые и интегральные характеристики рассеяния упругого тела в НЧ области существенным образом зависят от условий резонанса (т.е. от условий пространственно-временного синхронизма). Данная задача решена численно. Для широкополосного сигнала, отпряженного от оболочки и подвергнутого типовой в гидролокации операции свертки с падающим сигналом, показана возможное уменьшение функции корреляции, если полоса сигнала превышает ширину резонанса. Подход к постановке численных экспериментов, продемонстрированный в работе, может быть применен к более сложным моделям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты №№ 13-02-00932а и 13-02-97082р_поволжье_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лямшев Л.М. Рассеяние звука упругими цилиндрами // Акуст. журн. - 1960. - Т.5, вып. 1. - С. 58-63.
2. Ионов А. В., Майоров В.С. Гидролокационные характеристики подводных объектов. Спб.: изд. ЦНИИ им. акад. Крылова, 2011. - 325 с.
3. Музыченко В.В. Дифракция звука на упругих оболочках: Методы. Теория. Эксперимент. М.: Наука, 1993. - 329 с.
4. П.И. Коротин, А.В. Лебедев. Излучение звука неоднородными механическими системами // Виброакустические поля сложных объектов и их диагностика. Сб. науч. тр. ИПФ АН СССР. Горький: изд. ИПФ АН СССР, 1989. - С. 8-34. (Также доступно по адресу: http://www.ipfran.ru/biblio/img/vp.pdf)
5. Лебедев А.В., Хилько А.И. Рассеяние звука упругими тонкостенными цилиндрами ограниченной длины // Акуст. журн. - 1992. - Т. 38, №6. - С. 1057-1065.
6. Dey S., Sarkissian A., Simpson H. et al. Structural-acoustic modeling for three-dimensional freefield and littoral environments with verification and validation // JASA - 2011. - Vol. 129, №5. - P. 2979-2990.
7. Вьюшкина И. А., Салин М. Б., Соков Е. М., Суворов А. С. Программное обеспечение для выполнения виброакустических расчетов «АСТРА» // Сб. тр. XXVII сессии РАО, Спб, 2014.
8. Салин М. Б., Соков Е. М., Суворов А. С. Расчет бистатической силы цели сложных многорезонансных оболочек методом конечных элементов // Акуст. журн. - 2011. - Т.57, №5. - С. 709–716.
9. Салин М.Б., Соков Е.М., Суворов А.С. Численный метод исследования акустических характеристик сложных упругих систем на основе суперэлементов и аналитических граничных условий // Научно-технический сборник «Гидроакустика». – 2011. - Вып.14, №2. - С. 36-46.
10. McLaughlin J., Hamschin B., Okopal G. Estimating object size using low-frequency methods // Proc. of UAM-2011, Kos, Greece, 2011.
11. Клюкин И.И., Клещев А.А. Судовая акустика. – Л.: Судостроение, 1981. С. 5-49.
12. Salin M.B., Suvorov A. S. Application of energy relations at modeling scattering by FEM on resonant frequencies // Proc. Meetings on Acoust. (POMA). - 2013. - Vol. 17 - 070081.
13. Salin M.B. Formation of the physical model of a scatterer on the basis of calculations with use of a finite element model of the object in the medium // Proc. of Forum Acusticum 2011, Aalborg, Denmark, 2011. - P. 173-178.

МОДОВАЯ СТРУКТУРА НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

Белов А.И., Кузнецов Г.Н.

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

E-mail: skbmortex@mail.ru

В мелком море исследуется интерференционная структура низкочастотных сигналов. Исследуется корреляция сигналов от буксируемых тональных источников на выходе скалярных и векторных приемных каналов. Корреляция скалярного поля и горизонтальной проекции векторного канала в среднем равна 0,92–0,99; корреляция с вертикальной компонентой уменьшается до 0,66–0,85. Выделяются нормальные волны. При использовании скалярных полей или горизонтальных проекций векторного поля выделяются 3–5 нормальных волн. При использовании вертикального канала выделяются 7–9 мод.

Эффективность обнаружения целей скалярными антеннами зависит от характеристик антенн, отношения сигнал/помеха на одиночном гидрофоне и пространственной корреляции сигналов и помех на апертуре антенны [1]. Для обнаружения сигналов векторно-скалярными антеннами (ВСА) необходимо дополнительно иметь информацию о корреляции сигналов и помех между всеми векторными компонентами и скалярной компонентой.

Ниже выполняется исследование интерференционной структуры низкочастотных тональных сигналов на частотах 117, 320 и 650 Гц, полученных при буксировке излучающего комплекса. Сигналы приняты 4-х компонентными векторно-скалярными модулями (ВСМ), расположенными в мелком море глубиной 53 м, один из которых находится в придонной области (расстояние от дна 1 м), второй — около 20 м от дна. Глубина буксируемого излучающего комплекса около 20м. Излучатели буксировались по радиальному галсу. Регистрация сигналов выполнялась на приемном судне, удаленном на расстояние около 500м. Сигналы в цифровой форме вводились в компьютер.

На рис. 1–3 представлены амплитуды комплексных огибающих звукового давления P и горизонтальной проекции вектора колебательной скорости V_r-компоненты, вычисленной путем векторного сложения в направлении на движущийся источник двух горизонтальных компонент колебательной скорости V_x и V_y.

Из рисунков следует, что на всех частотах интерференционные кривые для звукового давления и горизонтальной компоненты подобны (имеют одинаковую форму). В таблице представлены величины коэффициентов корреляции, подтверждающие этот вывод.

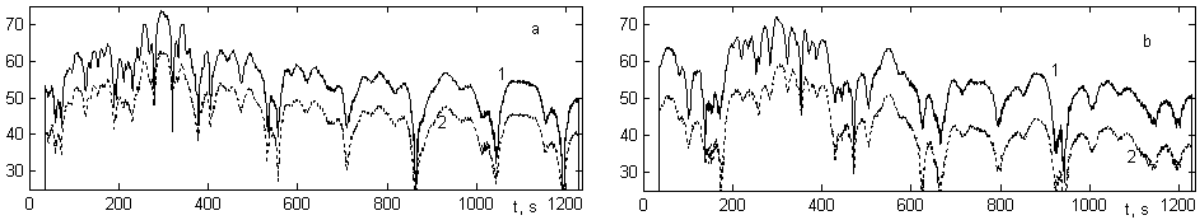


Рис. 1. Частота 117 Гц: 1 — давление P, 2 — V_r-компонента, a, b — верхний и придонный приемники

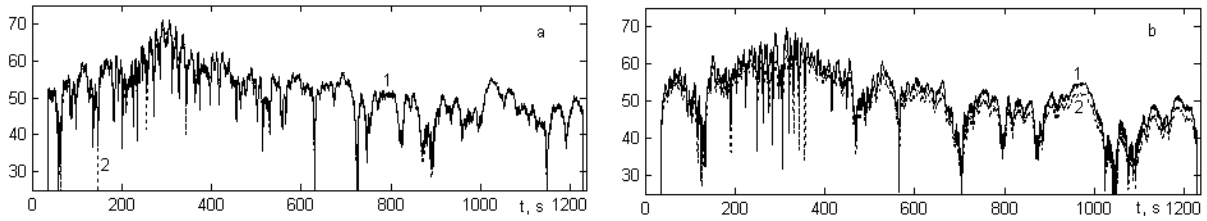


Рис. 2. Частота 320 Гц: 1 — давление P, 2 — V_r-компонента, a, b — верхний и придонный приемники

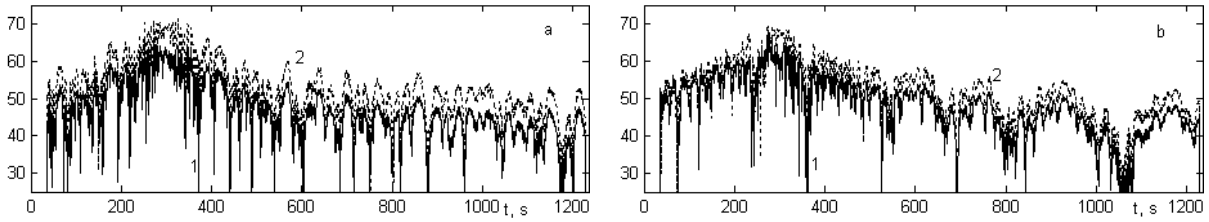


Рис. 3. Частота 650 Гц: 1 — давление P, 2 — V_r-компонента, a, b — верхний и придонный приемники

Таблица. Коэффициенты корреляции

Частота, Гц	KK_{PV_R}	KK_{PV_Z}
1/117	0,982	0,850
2/117	0,970	0,765
3/117	0,984	0,763
4/117	0,990	0,665
1/320	0,975	0,745
2/320	0,965	0,660
3/320	0,974	0,731
4/320	0,961	0,669
1/650	0,970	0,678
2/650	0,920	0,690
3/650	0,965	0,699
4/650	0,935	0,690

На рис. 4 представлены аналогичные зависимости для звукового давления и вертикальной компоненты колебательной скорости V_z. Поскольку величина V_z определяется, в том числе, модами высоких номеров, обе зависимости имеют некоторое различие, что приводит к уменьшению коэффициента корреляции. Видно, что при увеличении расстояния подобие улучшается, поскольку моды высоких номеров затухают быстрее, чем наиболее энергонесущие моды первых номеров.

Из рис. 1–4 видно, что в зависимости от частоты изменяется соотношение амплитуд давления *P* и V_r- и V_z-компонентами. Коэффициенты корреляции (КК) между всеми компонентами уменьшаются с ростом частоты. Коэффициенты корреляции между амплитудами давления и V_z-компоненты заметно меньше, что объясняется различием модового состава принятых сигналов и коэффициентов возбуждения мод.

На рис. 5–8 представлены модовые (волновые) спектры сигналов на трех указанных частотах. Спектры получены путем синтезирования апертуры и преобразования БПФ по пространству. Для учета уменьшения средней энергии сигнала введена поправка на цилиндрическую расходимость поля. Видно, что модовые спектры звукового давления и горизонтальной компоненты вектора колебательной скорости практически совпадают, что подтверждает сделанный выше вывод о высокой корреляции этих составляющих поля. Модовые спектры вертикальной компоненты вектора колебательной скорости отличаются от остальных составляющих поля сигнала тем, что амплитуды первых мод уменьшены, а амплитуды мод высоких номеров относительно увеличены. Этот вывод является справедливым как для придонного, так и для приподнятого ВСМ.

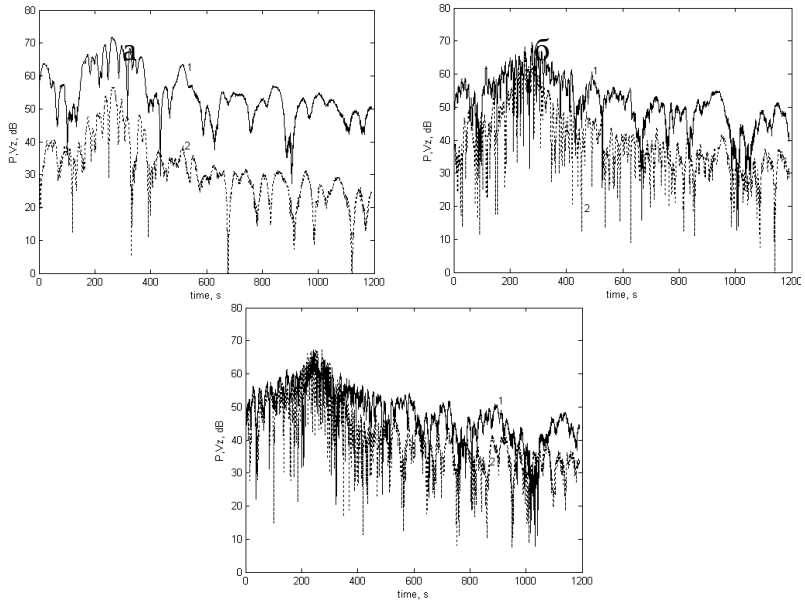


Рис. 4. Давление и вертикальная компонента колебательной скорости: 1 — давление P, 2 — V_z-компонента; а — частота 117 Гц, б — частота 320 Гц, в — частота 650 Гц

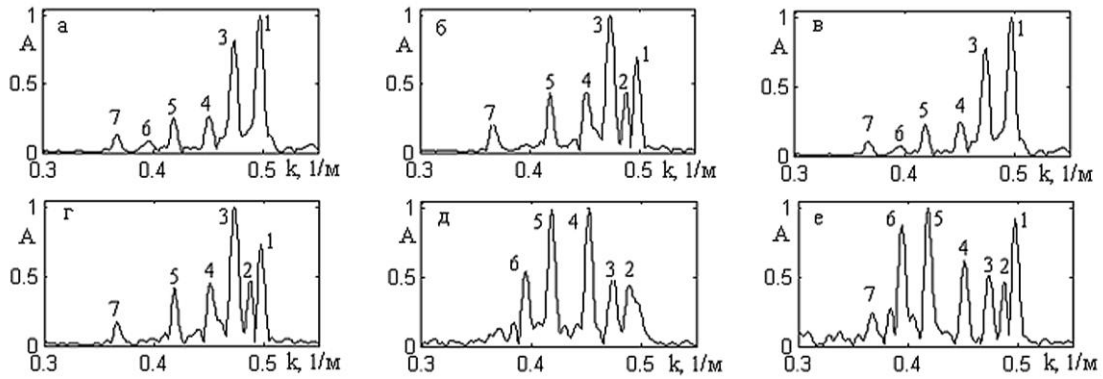


Рис. 5. Нормированные модовые спектры на частоте 117 Гц: а, б — давление, в, г — горизонтальная компонента колебательной скорости, д, е — вертикальная компонента колебательной скорости; а, в, д — z = 33 м, б, г, е — z= 52 м

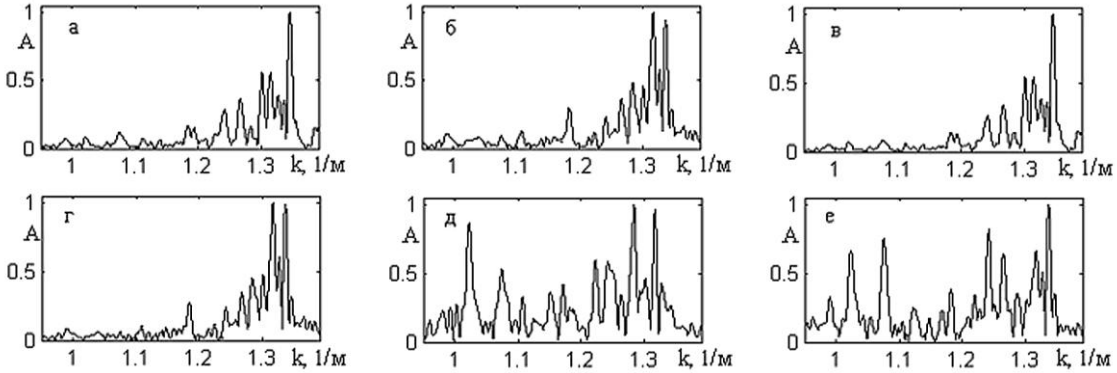


Рис. 6. Нормированные модовые спектры на частоте 320 Гц: а, б — давление, в, г — горизонтальная компонента колебательной скорости, д, е — вертикальная компонента колебательной скорости; а, в, д — z = 33 м, б, г, е — z = 52 м

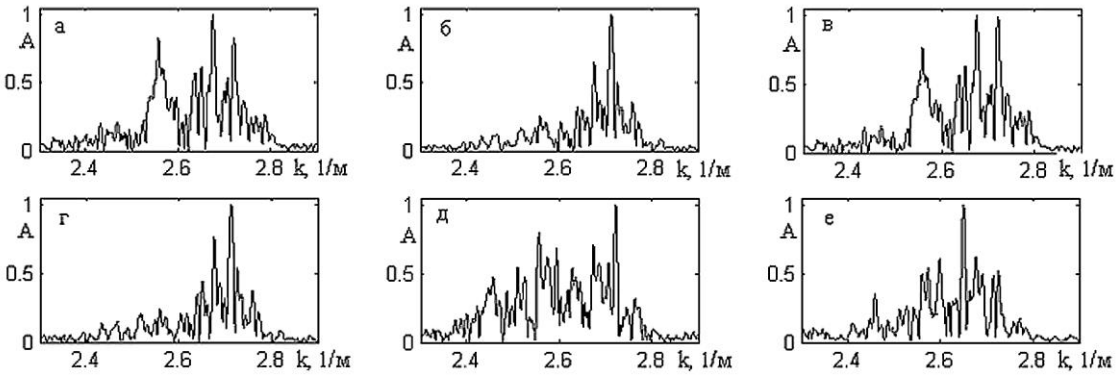


Рис. 7. Нормированные модовые спектры на частоте 650 Гц: а, б — давление, в, г — горизонтальная компонента колебательной скорости, д, е — вертикальная компонента колебательной скорости; а, в, д — z = 33 м, б, г, е — z = 52 м

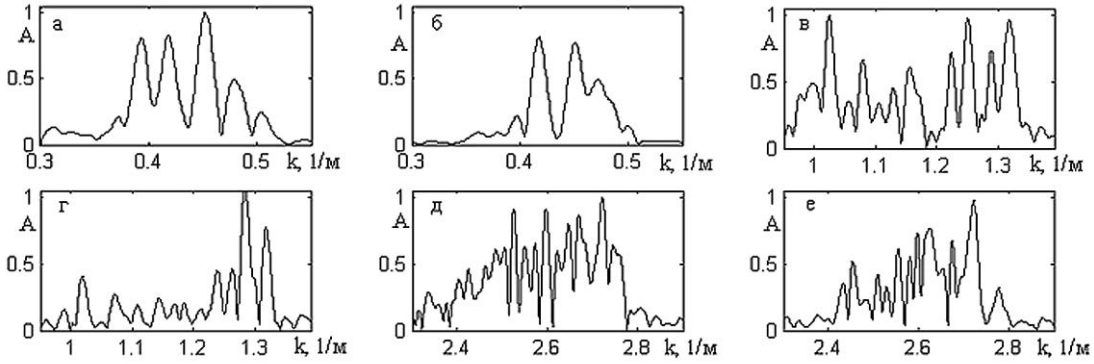


Рис. 8. Пространственные спектры вертикальной компоненты, оцененные на первой и второй половинах измерительной трассы: а, в, д — первая половина, б, г, е — вторая половина, а, б — 117 Гц, в, г — 320 Гц, д, е — 650 Гц

Существенно, что при увеличении расстояния от источника происходит трансформация волновых спектров. Уровни низкочастотной части спектров (моды высоких номеров) с увеличением расстояния достаточно быстро уменьшаются (вымирают) и волновые спектры всех четырех составляющих поля становятся подобными — приобретают идентичную структуру.

В наибольшей степени это относится к частотам 320 Гц и 650 Гц. Скользящий спектральный анализ на частоте 117 Гц позволил получить оценку коэффициентов затухания мод высоких номеров. Они составили 11,6 дБ/км для седьмой моды, 6,7 дБ/км для шестой моды и 2,7 дБ/км для пятой моды. Эти величины существенно выше, чем коэффициенты затухания мод низких номеров и сигналов в целом. Поэтому в дальней зоне на всех частотах остаются только моды первых номеров.

Выводы. Обобщая полученные результаты можно сделать вывод, что на низких частотах ($f < 1000$ Гц) корреляция сигналов, принятых различными компонентами ВСМ велика, что позволяет использовать этот эффект при обнаружении малошумных целей с использованием ВСА. Для окончательного и обоснованного решения этого вопроса необходимо выполнить расширенные экспериментальные исследования корреляционных связей помех, принятых скалярными и векторными компонентами. Численное моделирование векторно-скалярных полей помех выполнено в работе [2]. Отдельные экспериментальные результаты обсуждаются в [3]. Однако, как правило, экспериментальные исследования выполняются в недостаточно контролируемых условиях (например, неизвестные характеристики грунта), что затрудняет сличение теоретических (расчетных) и экспериментальных зависимостей.

Из полученных результатов также следует, что при решении задачи акустической калибровки волновода целесообразно использовать не только скалярные приемники, но и вертикальную компоненту вектора колебательной скорости. Увеличение числа выделенных мод повышает достоверность идентификации параметров модели грунта.

Отметим, что представленные экспериментальные зависимости хорошо согласуются с результатами моделирования различных компонент поля в калиброванном волноводе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. СПб: Наука, 2004. — 410 с.
2. Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н., Шимко О.Е. Векторно-скалярные шумовые поля, образованные взволнованной морской поверхностью // Акуст. журн. — 2013. — Т. 59. — № 4. — С. 508-519.
3. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. — 480 с.

ОЦЕНКА ДАЛЬНОСТИ И ГЛУБИНЫ ЦЕЛИ В МНОГОЛУЧЕВОМ ВОЛНОВОДЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ АНТЕННЫ

Драченко В.Н., Каришнев Н.С., Кузнецов Г.Н., Михнюк А.Н.

НЦВИ ИОФ РАН, г. Москва, Россия

E-mail: skbmortex@mail.ru

Исследуется алгоритм оценки дальности и глубины в многолучевом волноводе, основанный на анализе временных задержек сигналов. Показано, что метод достаточно устойчив к вариации параметров среды и позволяет получить исходные данные для решения задачи классификации надводных и подводных источников. Показано, что векторно-скалярная антенна обеспечивает однонаправленность приема и разделение целей по левому и правому борту. Одновременно повышается помехоустойчивость обнаружения.

Одной из актуальных проблем освещения подводной обстановки является классификация целей с использованием интегральных признаков – глубины и приведенной шумности. Для оценки приведенной шумности необходима информация о дальности до цели. В активном режиме оценка глубины выполняется в ближней освещенной зоне и в ДЗАО достаточно отработанными методами [1, 2]. Необходимы алгоритмы обработки, позволяющие определять дистанцию до цели и ее глубину в скрытном пассивном режиме наблюдения, т.е. в режиме шумопеленгования (ШП). В условиях развитой многолучевости в океаническом волноводе такая возможность возникает при учете текущих гидрофизических условий (ГФУ) и наличии адекватной модели распространения, позволяющей оценить относительные задержки прихода сигналов между лучами в текущих ГФУ. Основы решения этой задачи заложены в [3, 4].

Покажем на примере буксируемых цилиндрических скалярной или векторно-скалярной антенн, что при известных ГФУ и достоверном прогнозе характеристик лучевой структуры можно измерить задержки для вероятных положений цели относительно приемной системы и на этой основе оценить ее истинные координаты.

Для векторно-скалярной антенны, в отличие от скалярной, одновременно подавляется зеркальный лепесток и все координаты определяются однозначно.

Будем считать, что поле полезного сигнала в режиме ШП представляет собой процесс, распределенный по нормальному закону с нулевым средним, и характеризующийся матрицей спектральных плотностей:

$$\mathbf{K}_S(\mathbf{x}_i,\mathbf{x}_{i'}) = |\mathbf{G}(\mathbf{x}_s;\omega)\rangle\langle\mathbf{G}(\mathbf{x}_s;\omega)|æ_S(\omega). \qquad (1)$$

Здесь $æ_s(\omega)$ – спектральная плотность излученного сигнала, а $G(x_s;\omega)$ – функция Грина морского волновода. В частотной области для спектра сигнала, распространяющегося по энергонесущим лучам, на i-м приемнике антенны будем иметь:

$$S_i(\vec{x}_s,\vec{x}_r,\omega) = \sum_{\mu=1}^{N(\vec{x}_s,\vec{x}_r)} A_\mu\left[\vec{x}_s,\vec{x}_r,B_\mu,\Psi_{\mu,sur},\Psi_{\mu,bot}\right]\cdot æ_S(\omega)\cdot e^{j\omega\left(t_\mu(\vec{x}_s,\vec{x}_r)+(\mathbf{e}_\mu,\mathbf{d}_i)/c\right)}. \qquad (2)$$

Здесь $N(\vec{x}_s,\vec{x}_r)$ – полное число лучей, соединяющих точки $\vec{x}_s$-расположения цели и $\vec{x}_r$-фазового центра приемной антенны, $A_\mu(*)$ – амплитуда поля, пришедшего по μ-му лучу, $B_\mu(\vec{x}_s,\vec{x}_r)$ – функция, определяющая затухание μ-го луча, $\Psi_{\mu,sur}(\vec{x}_s,\vec{x}_r)$ – функция, определяющая отражение от взволнованной поверхности, $\Psi_{\mu,bot}(\vec{x}_s,\vec{x}_r)$ – функция, определяющая отражение дном, $æ_S(\omega)$ – спектральная плотность излученного сигнала,

$t_\mu(\vec{x}_s, \vec{x}_r)$ – время распространения сигнала по μ-му лучу, $\mathbf{e}_\mu$ – единичные векторы, касательные к этим лучам в фазовом центре приемной антенны, $\mathbf{d}_i = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_r$ – относительные координаты приемников, c – скорость звука.

В качестве помехи в работе рассматриваются шумы моря, создаваемые равномерным распределением источников звука в тонком приповерхностном слое. В регулярном стратифицированном горизонтально-однородном волноводе шум моря определяется не зависящим от направления в горизонтальной плоскости вертикальным угловым спектром $\mathbf{N}(\chi; \omega)$. Коэффициенты корреляции $K_N^{(0)}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{i'})$ и матрица спектральных плотностей шумов моря для элементов звукопрозрачной приемной антенны определяется её угловым спектром:

$$K_N^{(0)}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{i'}) = \int e^{j\frac{\omega}{c}(\mathbf{e}, \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{i'})} \mathbf{N}(\mathbf{e}, \omega) d\Omega; \quad K_N(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{i'}; \omega) = K_N^{(0)}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{i'}) \cdot æ_N(\omega). \qquad (3)$$

Здесь $\mathbf{N}(\mathbf{e}, \omega)$ – угловой спектр шумов моря, $\mathbf{e}$ – единичный вектор характеризующий направление прихода помехи, $\mathbf{x}_i$ – координаты i-го приемника, $æ_N(\omega)$ – спектральная плотность шумов моря на отдельном приемнике, $d\Omega$ – элемент телесного угла.

АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ ГЛУБИНЫ И ДИСТАНЦИИ

В работе [3] описан согласованный с морским волноводом алгоритм оценки координат источника звука в режиме обнаружения гидролокационного сигнала известной формы, основанный на использовании разностей времен распространения звукового сигнала по различным лучам. В настоящей работе, как и в [4], оценка дальности и глубины выполняется после пеленгования обнаруженной цели.

Оценку расстояния до источника звука r и его глубины z получим путем минимизации следующего соотношения:

$$T = \sum_{\mu=2}^{M(r,z|z_0)} \left(\hat{t}_\mu - t_\mu(r, z \mid z_0)\right)^2. \qquad (4)$$

Здесь $t_\mu(r, z \mid z_0)$ – теоретическая разность времен распространения звука вдоль первого и μ-го луча, определяемая текущими ГФУ; $\hat{t}_\mu$ – оцененная разность времен распространения звука вдоль первого и μ-го луча; $M(r, z \mid z_0)$ – количество обнаруженных лучей; z_0 – глубина приемной антенны (ПА).

В режиме ШП форма и спектр сигнала, излучаемого целью, неизвестны. Поэтому в качестве эталонного сигнала будем использовать саму принятую реализацию, т.е. будем вычислять автокорреляционную функцию (АКФ) принятой реализации, по которой оцениваются дальность и глубина. Для этого применим следующий алгоритм.

1) С помощью системы гидроакустических расчетов в узлах заданной сетки дистанция-глубина рассчитываются теоретические времена распространения звука вдоль различных лучей. Из полученных времен вычитается время распространения звука вдоль первого, как правило, водного луча. Рассчитанные разности времен прихода модельного сигнала обозначим $t_1(r, z)$, $t_2(r, z)$, ..., $t_L(r, z)$, где L – рассчитанное теоретически количество лучей в узле заданной сетки дистанция-глубина.

2) Формируется отклик ПА на принятую реализацию смеси сигнала и помехи, после чего производится обнаружение цели и оценка ее пеленга φ_T.

3) ПА компенсируется в направлении цели φ_T:

$$F_T(f) = \sum_{k=1}^{Ne} \varepsilon_k(\varphi_T, f) \cdot F_k(f). \qquad (5)$$

Здесь $F_k(f)$ – спектр реализации, принятой k-м гидрофоном ПА, $k = 1, \ldots, Ne$; $\boldsymbol{\varepsilon}(\varphi_T, f) = \exp\left(i \frac{2\pi f}{c} \left(\mathbf{e}^T(\varphi_T) \cdot \mathbf{r} \right) \right)$ – вектор компенсации ПА в направлении φ_T на частоте f; $\mathbf{r}$ – матрица размером 3 x Ne, в столбцах которой расположены координаты гидрофонов ПА; $\mathbf{e}(\varphi_T) = (\cos\varphi, \ \sin\varphi, \ 0)^T$ – единичный вектор-столбец, направление которого совпадает с направлением компенсации, с – скорость звука в месте расположения приемной антенны.

4) Решается задача обнаружения цели по выбранному направлению.

5) Вычисляется автокорреляционная функция (АКФ) реализации на выходе скомпенсированной в направлении цели ПА.

6) Определяются разности времен прихода сигнала от цели вдоль различных лучей. Разностям времен распространения различных лучей соответствуют положения локальных максимумов АКФ реализации на выходе ПА. Из полученного таким образом множества максимумов выбирается K–1 значений разностей времен прихода лучей с наибольшим значением АКФ. Затем эти значения упорядочиваются по возрастанию времени. В результате получается K–1 разность времен прихода лучей, которые обозначим $\hat{t}_2$, $\hat{t}_3$, ..., $\hat{t}_K$.

7) Невязка измеренных и рассчитанных задержек во временах прихода лучей находится следующим образом:

$$J(r,z) = \frac{1}{K} \sum_{k=2}^{K} \left(\min_l \left| \hat{t}_k - t_l(r,z) \right| \right)^2. \qquad (6)$$

8) Значения r^* и z^*, при которых величина невязки J (6) достигает минимума, считаются искомыми значениями расстояния до источника и его глубины.

Для других временных реализаций шаги с 2 по 8 повторяются.

АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Приемная антенна

Для иллюстрации эффективности предложенного алгоритма выбрана горизонтальная цилиндрическая антенна, состоящая из 96 приемников, образующих звукопрозрачную решетку, состоящую из 3 подрешеток (рис. 1). Внешний цилиндр имеет диаметр 140 мм (8 колец по 6 гидрофонов); внутренний цилиндр – диаметр 70 мм (7 колец по 6 гидрофонов); в центре – линейная антенна из 6 гидрофонов. Общая длина – 1.35 мм. Из гидрофонов на рис. 1 формируются скалярные или векторно-скалярные антенны.

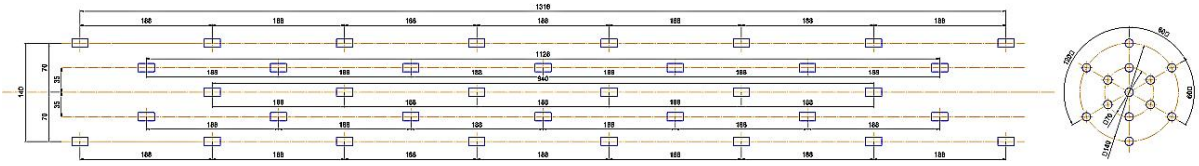


Рис. 1. Расположение гидрофонов в приемной антенне.

Условия распространения звуковых сигналов

При моделировании задавались условия распространения, соответствующие Баренцеву морю в зимний и летний периоды. Глубина моря составляет 335 м. На рис. 2 приведены для этой зоны вертикальные распределения скорости звука. При расчете лучевой структуры учитывались водные и отраженные от дна и свободной поверхности лучи. Величина волнения – 3 балла, а тип дна – слаборасчлененное.

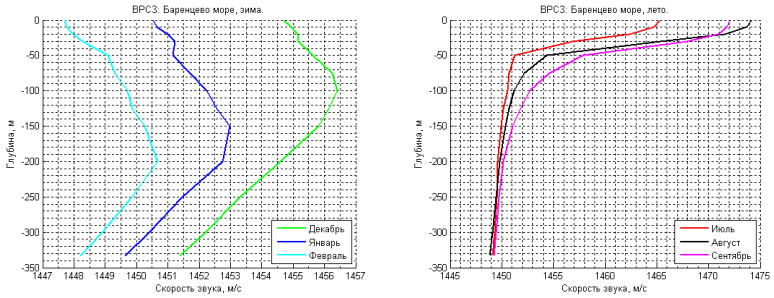


Рис. 2. Вертикальные распределения скорости звука (ВРСЗ) в различные времена года.

Генерация шумов моря

С целью сокращения вычислительных затрат при генерации шумов моря принимаем, что в достаточно узкой полосе частот (100 Гц) в рабочей полосе 1–5 кГц условия формирования шумов остаются постоянными.

На рис. 3 приведены примеры рассчитанных угловых спектров шумов моря в точке приема на глубине 100 м, соответствующие Баренцеву морю зимой и летом.

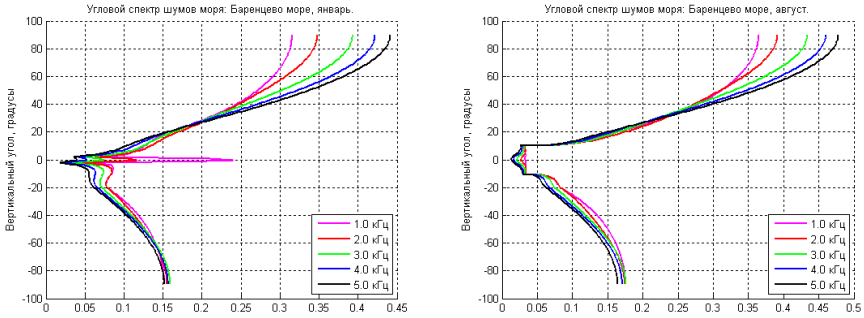


Рис. 3. Угловые спектры шумов моря на различных частотах.

Затем в соответствии с выражением (3) вычисляется матрица спектральных плотностей шумов моря на центральной частоте каждого из полученных диапазонов, которая используется для получения реализаций шумов на каждом из приемников.

Генерация шумового сигнала от цели

Вычисляются параметры функции Грина морского волновода в заданных ГФУ. В спектральной области генерируется случайный процесс с заданной спектральной плотностью $æ_s(f)$. Этот процесс умножается на функцию Грина в соответствии с (1) и получается прямоугольная матрица размером $N_R \times N_\omega$. Далее вычисляется обратное преобразование Фурье по строкам и производится выделение реальной части.

Вычисление отклика скалярной антенны

Для каждого приемного канала антенны (рис.1) вычисляется преобразование Фурье. Получаем матрицу F размером Ne×Nw, содержащую все частоты от 0 до Fd/2.

Рабочая полоса частот (1–5 кГц) разбивается на 40 диапазонов. Для каждого диапазона после преобразования Фурье вычисляется вектор компенсации $\boldsymbol{\varepsilon}(\varphi, \chi, f_0) = \exp\left(i \frac{2\pi f_0}{c} \left(\mathbf{e}^T(\varphi, \chi) \cdot \mathbf{r} \right) \right)$, здесь $\mathbf{r}$ – матрица размером 3×Ne, в столбцах которой расположены координаты гидрофонов ПА; f_0 – центральная частота текущего частотного диапазона, $\mathbf{e}(\varphi, \chi) = (\cos\chi \cdot \cos\varphi, \ \cos\chi \cdot \sin\varphi, \ \sin\chi)^T$ – единичный вектор-столбец, направление которого совпадает с направлением компенсации, c – скорость звука.

Это позволяет вычислить отклик антенны, скомпенсированной в направлении (φ, χ), $I(\varphi,\chi)=\sum_{f=f_n}^{f_v}\left|\boldsymbol{\varepsilon}(\varphi,\chi,f_0(f))\cdot\mathbf{F}_f\right|$. Здесь F_f – столбец номер f матрицы F; f_n и f_v – номера столбцов матрицы F соответствующие нижней и верхней частотам рабочей полосы; $f_0(f)$ – центральная частота диапазона, в который попадает частота с номером f.

Вычисление отклика векторно-скалярной антенны

Векторно-скалярная антенна формируется (рис. 4) из скалярной антенны (рис. 1). Отдельные группы приемников используются для расчета производных звукового давления и формирования векторных приемных каналов. Например, вычисляются для 6 скалярных каналов три разности: $V_k(t)=S_{2k}(t)-S_{2k-1}(t)$, k = 1, 2, 3.

Производится преобразование Фурье от полученных разностей, а также от центрального скалярного канала. Полученные спектры разностей умножаются на $-i$: $\hat{F}_k(f)=-i\cdot\mathrm{fft}(V_k(t))$, k = 1, 2, 3; $F_p(f)=\mathrm{fft}(S_7(t))$. Последовательно компенсируются частотные зависимости чувствительностей $F_k(f)=\frac{c\hat{F}_k(f)}{2\pi f d_k}$, где c – скорость звука, f – частота, d_k – расстояние между приемными гидрофонами, из сигналов которых получена разность V_k. Таким образом, получим нормированные оценки производной звукового давления для направлений, связывающих приемники, по которым получена разность.

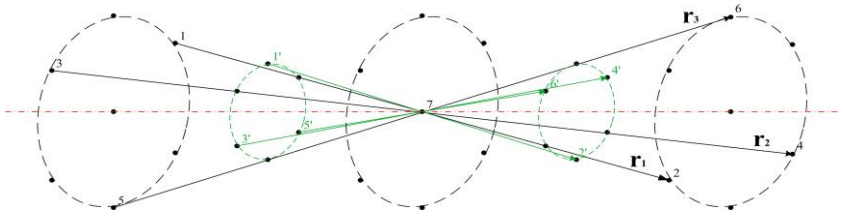


Рис. 4. Гидрофоны, участвующие в формировании векторных каналов: внешняя (черная) и внутренняя (зеленая) подрешетки ПА

Далее векторные компоненты с использованием матрицы преобразования координат приводятся к осям XYZ. На каждом спектральном отсчете формируется векторный («восьмерка») отклик: $D^{(8)}(\varphi,f)=\mathrm{Re}\left(\frac{F_x(f)\cos\varphi+F_y(f)\sin\varphi}{F_p(f)}\right)$. Векторный отклик усредняется по каждому из 40 поддиапазонов и формируется векторно-скалярный отклик («кардиоида»): $D0^{(8)}(\varphi,f_0)=\frac{1}{f_v-f_n}\sum_{f=f_n}^{f_v}D^{(8)}(\varphi,f)$; $D0^{(C)}(\varphi,f_0)=D0^{(8)}(\varphi,f_0)+\max\left(D0^{(8)}(\varphi,f_0)\right)$. Здесь f – номера частот в спектре; f_n и f_v – номера частот, соответствующие нижней и верхней частотам диапазона, по которому производится усреднение рабочей полосы; f_0 – центральная частота диапазона. Для каждого диапазона вычисляется вектор компенсации: $\boldsymbol{\varepsilon}(\varphi,f_0)=\exp\left(i\frac{2\pi f_0}{c}\left(\mathbf{e}^T(\varphi)\cdot\mathbf{r}^{(0)}\right)\right)$. Здесь $\mathbf{r}^{(0)}$ – матрица размером 3×4No, в столбцах которой расположены координаты гидрофонов оси ПА, $\mathbf{e}(\varphi)=(\cos\varphi,\ \sin\varphi,\ 0)^T$ – единичный вектор-столбец, направление которого совпадает с направлением компенсации. Отклик антенны, скомпенсированной в направлении $(\varphi,0)$, вычисляется как $I^{(8)}(\varphi)=\sum_{f=f_n}^{f_v}\left|\sum_{k=1}^{4No}F_{pk}(f)\cdot D0_k^{(8)}(\varphi,f_0(f))\cdot\varepsilon_k(\varphi,f_0(f))\right|$,

$I^{(C)}(\varphi) = \sum_{f=f_n}^{f_v} \left| \sum_{k=1}^{4No} F_{pk}(f) \cdot D0_k^{(C)}(\varphi, f_0(f)) \cdot \varepsilon_k(\varphi, f_0(f)) \right|$. Здесь $F_{pk}(f)$ – спектр центрального гидрофона k-го векторного канала; f – номера частот в спектре; f_n и f_v – номера нижней и верхней частоты рабочей полосы, соответственно; $f_0(f)$ – центральная частота диапазона для частоты с номером f.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование производилось для цели, расположенной по нормали к оси ПА на расстояниях 1500, 3000 и 5000 м, глубины цели – 10, 50 и 130 м. Угловые спектры шумов моря приведены на рис. 3. Приведенные к частоте 1 кГц уровни шумов моря и шумности цели равны, соответственно, 10^{-3} Па·Гц$^{-0.5}$ и 1 Па·Гц$^{-0.5}$.

После нахождения максимумов откликов скалярной или векторно-скалярной антенн, т.е. обнаружения и определения направления на источник шумового сигнала, осуществлялась компенсация ПА в этом направлении и вычислялась АКФ временной реализации на выходе скомпенсированной ПА. По полученным задержкам вычислялась невязка (6) и производилась оценка местоположения широкополосного источника.

Оценка устойчивости описанного алгоритма оценки глубины и дальности шумящего источника к изменению ГФУ производилась следующим образом. Имитация сигналов и помех на входе приёмных элементов антенны осуществлялась для ВРСЗ, соответствующих 6 различным месяцам: декабрь, январь и февраль – для зимних ГФУ; июль, август и сентябрь – для летних. Однако теоретические (опорные) разности времен распространения звука вдоль различных лучей вычислялись для ВРСЗ, соответствующих только 2 месяцам: январь (зима) и август (лето).

Далее на рис. 5 и 6 изображены: отклик ПА при скалярной обработке на смесь шумов моря и сигнала от цели (а); отклики ПА при векторно-скалярной обработке на смесь шумов моря и сигнала от цели (б); АКФ временной реализации, полученной путем компенсации ПА в направлении цели (в, д, ж); решающая статистика при согласованной с морским волноводом обработке (г, е, з). Видно, что векторно-скалярная антенна (обработка) обеспечивает однозначное пеленгование и подавляет боковое поле

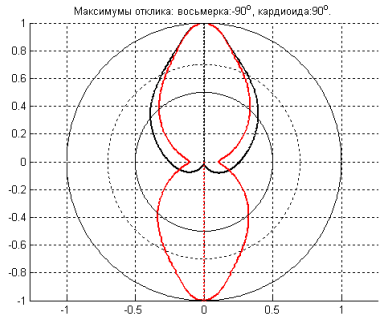
Результаты оценки дистанции и глубины источника приведены в табл. 1.

Из приведенных в табл. 1 результатов следует, что в большинстве случаев оценки глубины и дальности достаточно точны, несмотря на несоответствие ВРСЗ. Лишь в некоторых случаях в летних условиях оценка координат слабо погруженного источника затруднительна по причине его расположения в зоне каустики. После выхода цели из этой зоны – смещения на несколько сот метров – оценка координат восстанавливается.

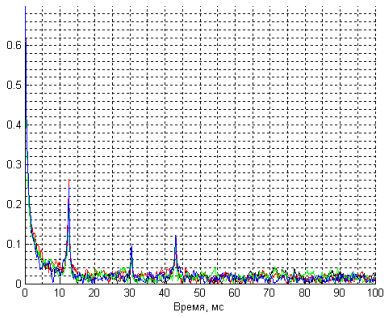
Таблица 1. Оценка координат шумящего источника

Месяц	Глубина источника, м	10	50	130
	Заданная дистанция, м	1500	1500	1500
Декабрь	Оценка глубины/дистанции, м:	10/1480	50/1460	300/880
Январь	Оценка глубины/дистанции, м:	10/1500	50/1500	130/1600
Февраль	Оценка глубины/дистанции, м:	10/1500	50/1500	130/1520
Июль	Оценка глубины/дистанции, м:	10/1640	68/1485	140/1420
Август	Оценка глубины/дистанции, м:	–	57/1478	130/1500
Сентябрь	Оценка глубины/дистанции, м:	10/1520	–	130/1480

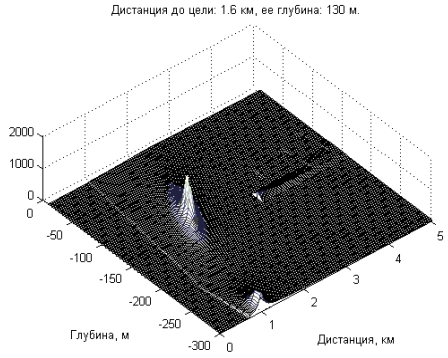
а) Отклик ПА при скалярной обработке.



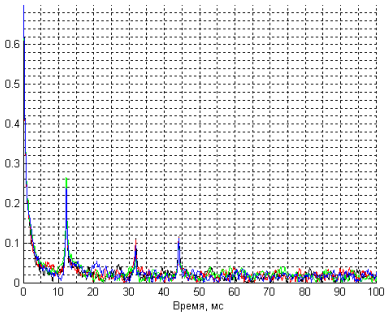
б) Отклики ПА при векторно-скалярной обработке.



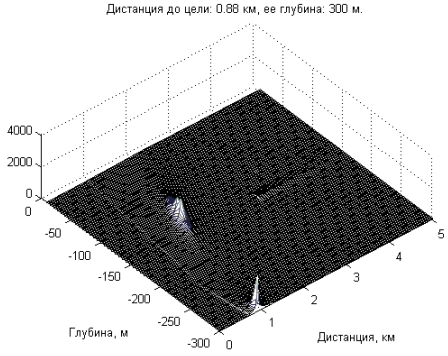
в) АКФ реализации на выходе ПА (январь).



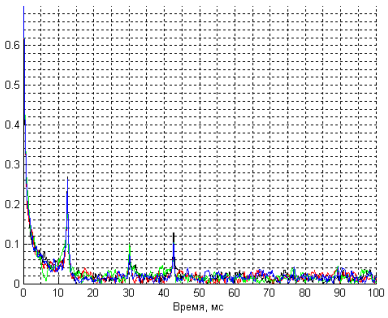
г) Решающая статистика при согласованной обработке.



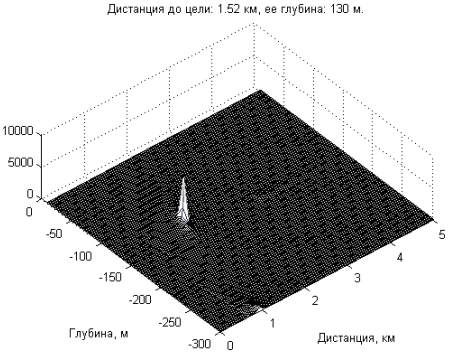
д) АКФ реализации на выходе ПА (декабрь).



е) Решающая статистика при согласованной обработке.



ж) АКФ реализации на выходе ПА (февраль).

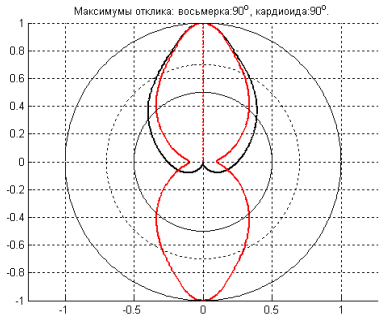


з) Решающая статистик при согласованной обработке.

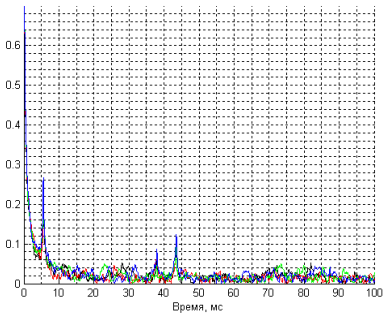
Рис. 5. Результаты расчетов для зимних ГФУ Баренцева моря (при дистанции до источника 1500 м и его глубине 130 м)

.

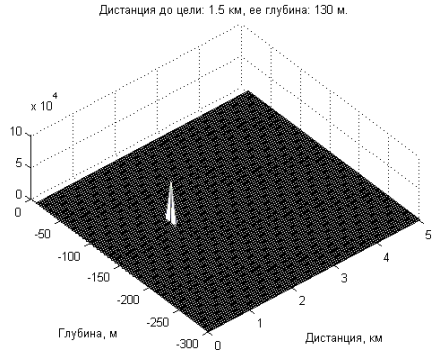
а) Отклик ПА при скалярной обработке.



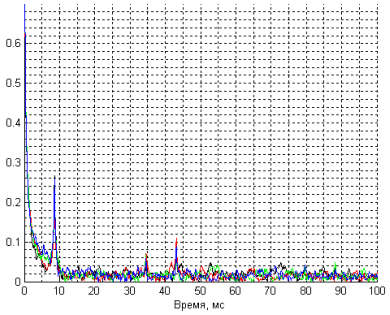
б) Отклики ПА при векторно-скалярной обработке.



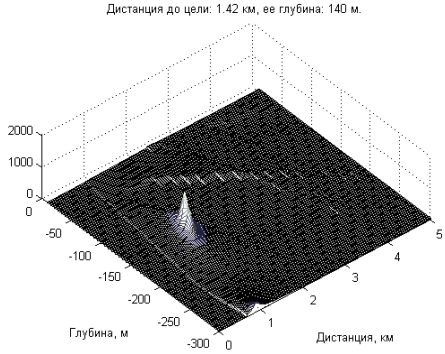
в) АКФ реализации на выходе ПА (август).



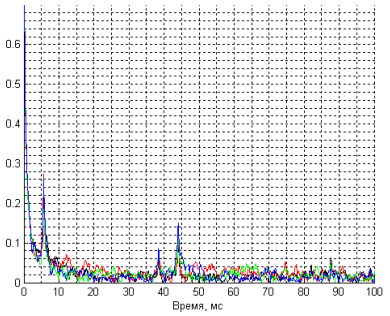
г)Решающая статистика при согласованной обработке.



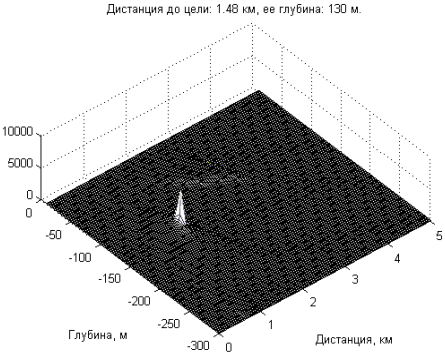
д) АКФ реализации на выходе ПА (июль).



е) Решающая статистика при согласованной обработке.



ж) АКФ реализации на выходе ПА (сентябрь)



з) Решающая статистика при согласованной обработке.

Рис. 6. Результаты расчетов для летних ГФУ Баренцева моря (при дистанции до источника 1500 м и его глубине 130 м)

Расчеты показали, что вариация условий распространения в пределах одного типа гидрологии не оказывают существенного влияния на оценки координат. Траектории энергонесущих лучей определяются усредненными во времени и по пространству характеристиками ГФУ и незначительно изменяются при их вариациях. Соответственно, значения относительных задержек между лучами и оценки координат достаточно устойчивы. Следовательно, возможна классификация целей с использованием признаков «глубина» и «приведенная шумность». Существенно, что эти признаки оцениваются по сигналам в широкой полосе и их оценки, как и при обнаружении, накапливаются по пространству и во времени. Поэтому в реальных условиях дальность классификации может приближаться к дальности обнаружения. Для разделения источников на надводные и подводные не требуется точной оценки глубины и приведенной шумности. При согласованной обработке достаточно, чтобы глубина подводной цели была, например, больше чем 30 м, а приведенная шумность – меньше, чем заданная предельная величина.

Векторно-скалярная буксируемая антенна, в отличие от скалярной, разделяет цели по левому и правому борту и определяет координаты однозначно, поскольку сигналы, принятые по «зеркальному» лепестку эффективно подавляются. По сравнению со скалярной антенной с одинаковыми геометрией и числом приемников из-за подавления бокового поля почти вдвое увеличивается помехоустойчивость и дальность обнаружения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стреленко Т.Б. Ошибки измерения глубины цели активным гидролокатором // Научно-техн. сборник «Гидроакустика». — 2010. — Вып. 12(2). — С.78-83.
2. Либенсон Е.Б., Стреленко Т.Б. Влияние ошибок оценки параметров эхосигналов при различных гидроакустических условиях на ошибки определения глубины объекта // Научно-техн. сборник «Гидроакустика». — 2013. — Вып. 17(1). — С. 46-53.
3. Михнюк А.Н. Определение координат источника звука согласованными с морским волноводом алгоритмами обработки сигналов // Акуст. журн. — 2009. — Т. 55. — № 3. — С. 401-406.
4. Аверьянов А.В., Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н., Смирнов Н.М. Экспериментальная оценка пространственных координат источника шумового сигнала // Научно-техн. сборник «Гидроакустика». — 2013. — Вып. 17(1). — С. 54-60.

МЕТОД ОЦЕНКИ ВЕКТОРА СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЦЕЛИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ НА АПЕРТУРЕ АНТЕННЫ

Кузнецов Г.Н.[1)], Кузькин В.М.[1)], Пересёлков С.А.[2)]

[1)] Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

[2)] Воронежский государственный университет, Воронеж

E-mail: skbmortex@mail.ru

Исследуется метод оценки скорости движения цели, основанной на анализе динамики интерференционных спектров широкополосного сигнала во времени или по пространству – на апертуре антенны. Задача решается с использованием разнесенных в пространстве одиночных модулей, линейных горизонтальных и вертикальной цилиндрической антенн. Расчетным путем и аналитически показано, что разработанный метод оценки обладает повышенной помехоустойчивостью и позволяет оценивать вектор скорости практически одновременно с обнаружением цели.

Одной из задач, решаемых при освещении подводной обстановки в пассивном режиме является оценка скорости движения цели. В основе стандартной процедуры решения этой задачи лежит информация об изменении пеленга и дальности, которые оцениваются при траекторной обработке и длительном наблюдении и сопровождении цели [1]. Однако имеются ситуации, когда по различным причинам длительное сопровождение невозможно. В этом случае оценку вектора скорости или, в крайнем случае, величины и направления радиальной проекции необходимо производить практически одновременно с обнаружением.

Такая задача является актуальной, например, при обнаружении и оценке параметров быстро движущихся в направлении на приемную антенну объектов.

Рассмотрим один из возможных алгоритмов оценки вектора (или радиальной проекции) скорости, основанный на анализе динамики перемещения во времени частот, на которых в узкополосных спектрах сигнала формируются зоны интерференционных максимумов. Рассмотрим также помехоустойчивость алгоритма.

Анализ выполним для трех частных случаев.

1) Подводное наблюдение с использованием одиночных пространственно разнесенных скалярных или векторно-скалярных модулей, образующих барьерную линию или зону со случайным расположением позиции. Такая геометрия может быть образована, например, при использовании радиогидроакустических буев или автономных сетецентрических приемных станций.
2) Обзор пространства с использованием линейной многоэлементной стационарной донной антенны или корабельной ГПБА.
3) Подводное наблюдение с использованием цилиндрической или полуцилиндрической звукопрозрачной стационарной или корабельной антенны.

Очевидно, что при оценке скорости движения цели должна учитываться скорость движения носителя приемной антенны, которая предполагается известной. Иными словами, в случае движущихся приемников или антенн должна вычисляться разность векторов скорости движения приемника и источника или разность радиальных проекций.

ОДИНОЧНЫЕ РАЗНЕСЕННЫЕ В ПРОСТРАНСТВЕ ПРИЕМНЫЕ МОДУЛИ

При изменении расстояния между источником и i-м приемным модулем различие в дисперсионных характеристиках нормальных волн приводит к локализации интерференционных полос на плоскости расстояние–частота (r, f). Типичная

интерференционная структура широкополосного сигнала в мелком море представлена на рис. 1. Видно, что при изменении координат (расстояния) наблюдается ярко выраженная интерференция как в частотной, так и в пространственной области. Основной практический интерес при этом представляет выявление функциональной связи между коэффициентом угла наклона κ полос в зонах интерференционных максимумов и скорости v источника.

Идею метода поясним на примере невозмущенного волновода и точечных источника S и приемника Q (рис. 2), где S_1 и S – обобщенные координаты в моменты времени $t_1 = 0$ и t в плоскопараллельном волноводе. Обозначим $QS_1 = r_1$, $QS = r$, $S_1S = \rho$ и зададим произвольное начальное (в момент времени $t_1 = 0$) горизонтальное удаление r_1 объекта и угол φ, характеризующий направление на источник. Необходимо вычислить скорость движения источника по прямолинейной траектории.

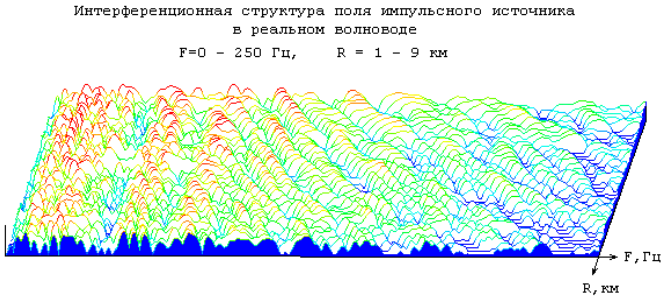


Рис. 1. Интерференционная структура поля в волноводе глубиной 200 м, источник и приемник расположены на глубине 100 м

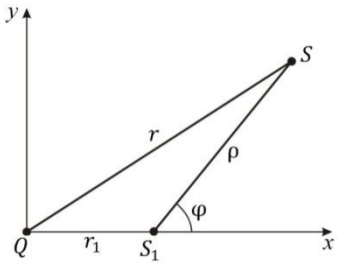


Рис. 2. Геометрия задачи: Q – одиночный приемный модуль; S_1 и S – расположение источника

Как следует из рис. 1 при изменении горизонтального расстояния между источником и приемником происходит трансформация спектров принятого сигнала. Частотный сдвиг δf представим в виде

$$\delta f(t) = \beta f_1 \frac{\delta r(t)}{r_1}, \qquad (1)$$

где (f_1, r_1) – начальное расположение наблюдаемого локального максимума поля; $\delta f(t) = f(t) - f_1$ и $\delta r(t) = r(t) - r_1$ – приращения частоты и расстояния, отвечающие сдвигу отслеживаемого максимума на плоскости $f–r$; β – интерференционный инвариант, характеризующий угловой коэффициент наклона локализованной полосы [2]. Величина β может быть определена одним из разработанных к настоящему времени способов [3, 4]. Учитывая, что расстояние, проходимое источником, $\rho(t) = vt$, с точностью до квадратичного члена малости ρ^2/r_1^2 разность расстояний между приемником и источником (рис. 2)

$$r(t) - r_1 = \rho(t)[\cos(\varphi) + \rho(t)\sin^2(\varphi)/2r_1], \qquad (2)$$

выражение (1) можно записать как

$$f(t) = f_1 + \beta f_1 \frac{vt[\cos(\varphi) + vt\sin^2(\varphi)/2r_1]}{r_1} = f_1 + \delta f(t), \qquad (3)$$

так что частотный сдвиг в спектрах определяется линейной проекцией $v_x = v\cos(\varphi)$ (радиальная составляющая) и квадратичной проекцией $v_y^2 = [v\sin(\varphi)]^2$ (тангенциальная составляющая) скорости объекта. Таким образом, на частотно-временной плоскости $f-t$ при перемещении объекта интерференционная картина в спектрах сигналов каждого приемника формируется в общем случае «искривленными» локализованными полосами, описываемые квадратичной зависимостью

$$\delta f(t) = b^2\left(t + \frac{a}{2b^2}\right)^2 - \left(\frac{a}{2b}\right)^2, \qquad (4)$$

где $a = \beta f_1 v_x / r_1$, $b^2 = \beta f_1 v_y^2 / 2 r_1^2$. Отсюда видно, что увеличение начального расстояния r_1 и уменьшение скорости v и угла φ приводят к уменьшению «искривленности» полос. В частности, если $\varphi = 0$, то $\delta f(t) = at$ и полосы описываются линейной зависимостью. Если $\varphi = \pi/2$, то $\delta f(t) = b^2 t^2$ [5] и полосы максимально «искривлены». Отметим, что приведенный выше анализ предполагает выполнение условия малости ρ^2 / r_1^2, что накладывает ограничение на длительность t накопления сигнала в зависимости от скорости v объекта и его начального удаления r_1 от приемника, $t^2 \ll r_1^2 / v^2$. Но именно эта ситуация – измерение скорости движения цели за короткий интервал времени представляет наибольший интерес.

Согласно (4) тангенс угла наклона интерференционных полос в спектре равен

$$\kappa(t) = \frac{d\delta f(t)}{dt} = 2b^2 \left(t + \frac{v_x r_1}{v_y^2} \right). \quad (5)$$

Следовательно, искривленностью полос можно пренебречь, считая $\kappa(t) \approx \text{const}$, если

$$\frac{\rho}{r_1} \ll \frac{\cos(\varphi)}{\sin^2(\varphi)}, \quad (6)$$

которое можно рассматривать как условие, когда тангенциальная составляющая скорости мала по сравнению с радиальной составляющей. В этом случае, естественно, вторым слагаемым в квадратных скобках (2) можно пренебречь.

При выполнении неравенства (6) для определения скорости объекта можно воспользоваться подходом [3], применяемым для нахождения интерференционного инварианта β (1), выражение для которого в данном случае имеет вид

$$\beta = \frac{r_1}{f_1} \frac{\kappa}{v_x}. \quad (7)$$

В частотно-временном окне $t_1 \le t \le t_2$, $f_1 \le f \le f_2$ рассмотрим интерференционную составляющую $u(t,f) = |p(t,f)| - \overline{|p(t,f)|}$, где $\overline{|p(t,f)|}$ – модуль звукового поля $p(t,f)$, сглаженный по пространственным и частотным интерференционным биениям. В результате фильтрации принятых сигналов будем считать, что вне пределов окна $u(t,f) = 0$. Тогда, принимая во внимание линейность временной зависимости частотных смещений, положение максимума функционала

$$\Phi(v_*) = \int_{f(t)-\Delta f}^{f(t)+\Delta f} u(t,f) df, \quad (8)$$

соответствует значению радиальной составляющей скорости $v_x = v\cos(\varphi)$. Здесь Δf – ширина интерференционной полосы, $f(t) = f_1 + \beta f_1 v_x t / r_1$. Физический смысл данной операции состоит в том, что она осуществляет накопление спектральной мощности сигнала от движущегося источника не на одних и тех же спектральных плотностях, а вдоль интерференционных полос, образующихся в волноводе. Максимум (8) достигается тогда, когда прогноз угла наклона полос совпадает с реальной радиальной проекцией скорости v_x источника. Заметим, что данный подход позволяет определять радиальную составляющую скорости v_x при неизвестном значении угла φ. Если условие (6) не выполняется, то использование алгоритма (8) приводит к ошибке в определении v_x, которая возрастает с увеличением времени трассового накопления.

В случае приема сигналов на разнесенные одиночные модули и одновременного обнаружения сигналов от цели по предложенному алгоритму могут быть вычислены две или более проекции вектора скорости движения. При известной геометрии расположения модулей вычисляется практически в реальном времени полный вектор скорости.

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ЛИНЕЙНАЯ АНТЕННА

В пассивном режиме обнаружение движущегося источника и определение параметров его движения производятся, как правило, при отношении сигнал/шум на входе приемника много меньше единицы. Поэтому для обнаружения и пеленгования малошумной цели используются стационарные многоэлементные горизонтальные антенны или буксируемые корабельные ГПБА.

Пусть приемники горизонтальной антенны разнесены на интервал d. Координаты приемников обозначим символами Q_i, где i – порядковый номер, $i = 1, 2, \dots, I$, так что расстояние между Q_i и Q_1 приемниками $d_i = (i-1)d$. Положение источника в момент времени t_j обозначим как S_j, $j = 1, 2, \dots, J$, при этом в начальный момент времени $t_1 = 0$ источник расположен в точке S_1. Расстояния между приемниками и источником обозначим как r_{ij}, а дистанцию, проходимую источником за время t_j, $-\rho_j = vt_j$. Соответственно, $Q_iS_j = r_{ij}$; $S_1S_j = \rho_j$.

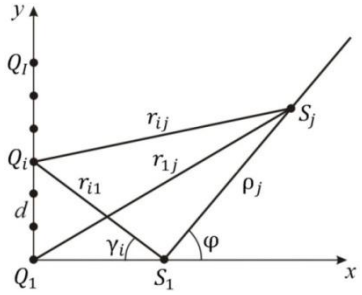


Рис. 3. Геометрия линейной антенны: Q_i – i-й приемник горизонтальной антенны; S_j – положение точечного источника в момент времени t_j. Точками показаны координаты приемников, d – расстояние между соседними элементами

Примем, что в момент времени t_1 интерференционный максимум в приемнике Q_1 приходится на значение частоты f_1. Полагая длину антенны $d_I = (I-1)d$ малой по сравнению с ее удалением r_{11} до источника, $d_I \ll r_{11}$, можно использовать приближение $r_{i1} - r_{11} \approx d_i^2/2r_{11}$ (рис. 3). Тогда, согласно (1), на момент времени t_1 частотный сдвиг в приемнике Q_i относительно приемника Q_1 равен

$$\delta f_{i1}(t_1) = \frac{1}{2}\beta f_1 \frac{d_i^2}{r_{11}^2}. \tag{9}$$

Для положений интерференционных максимумов в спектрах приемников Q_i на данный момент времени получим

$$f_i(t_1) = f_1\left(1 + \frac{\beta}{2}\frac{d_i^2}{r_{11}^2}\right). \tag{10}$$

Применим к треугольнику $Q_iS_1S_j$ (рис. 3) теорему косинусов и с точностью до квадратичного члена малости ρ_j^2/r_{i1}^2 определим разность расстояний $(r_{ij} - r_{i1})$. Далее воспользуемся соотношением (1) и оценим частотный сдвиг в приемнике Q_i на момент времени t_j относительно момента t_1. В результате для положений интерференционных максимумов в спектрах элементов Q_i на моменты времени t_j получим

$$f_i(t_j) = f_i(t_1) + \delta f_i(t_j), \tag{11}$$

где

$$\delta f_i(t_j) = b_i^2\left(t + \frac{a_i}{2b_i^2}\right)^2 - \left(\frac{a_i}{2b_i}\right)^2 \tag{12}$$

– частотный сдвиг в момент времени t_j по отношению к моменту t_1. Здесь

$$a_i = \frac{\beta f_1}{r_{i1}}\left(1 + \frac{\beta d_i^2}{r_{11}^2}\right)v\cos(\gamma_i + \varphi), \tag{13}$$

$$b_i^2 = \frac{\beta f_1}{2r_{i1}^2}\left(1 + \frac{\beta d_i^2}{r_{11}^2}\right) v^2 \sin^2(\gamma_i + \varphi), \quad (14)$$

$$\mathrm{tg}(\gamma_i) = \frac{d_i}{r_{11}} \approx \sin(\gamma_i) \approx \gamma_i. \quad (15)$$

Сравнение выражений (11)–(14) с аналогичными выражениями (3), (4), полученными выше для одиночного модуля, показывает, что они сходны по форме и отличаются лишь поправками ($i \neq 1$), вызванными их расположением относительно элемента Q_1. Множители $v\cos(\gamma_i + \varphi)$ и $v\sin(\gamma_i + \varphi)$ трактуются как радиальная и тангенциальная составляющие скорости объекта по отношению к Q_i приемнику. Неравенство $d_I \ll r_{11}$ гораздо слабее условия зоны Фраунгофера $r_{11} \gg d_I^2/\lambda$ (λ – длина волны), при котором нормальные волны от источника можно считать плоскими, так что применимость соотношений (10)–(15) не требует ухода во фраунгоферову зону антенны.

При движении источника в элементах приемной антенны $Q_i(t_j)$ происходит смещение частот интерференционных максимумов спектральной плотности принимаемого широкополосного сигнала. Это смещение обусловлено слагаемым γ_i (15), не зависящим от угла φ траектории. Обработка сигнала заключается в когерентном накоплении спектральных максимумов по апертуре, что предполагает в элементах антенны $Q_i (i \neq 1)$ смещение спектра колебания на величину $\delta f_{i1}(t_j) = f_i(t_j) - f_1(t_j)$ относительно элемента Q_1 и их суммирование. Для этого принимаемый приемником Q_i широкополосный сигнал $s_i(t_j)$ умножается на гармоническое колебание $\exp[\delta f_{i1}(t_j)]$ и далее осуществляется преобразование Фурье [9]. В результате такой линейной операции в момент времени t_j положения спектральных максимумов во всех элементах антенны будут приходиться на значения $f_1(t_j)$, соответствующие приемнику Q_1. Очевидно, что при этом сохраняется интерференционная картина точечного приемника, но ее помехоустойчивость возрастает в $\sqrt{m \cdot \Delta f \cdot \Delta t \cdot I}$ раз, где m – число интерференционных максимумов в рабочей полосе частот, Δf – ширина интерференционного максимума в частотной области, Δt – время наблюдения, I – число приемников в антенне.

При выполнении (6), как и для точечного приемника, восстановление радиальной составляющей скорости источника $v_x = v\cos(\varphi)$ можно выполнить (8).

Из (12)–(15), полагая $r_{i1} \approx r_{11}$ и $(\beta d_i^2/r_{11}^2) \ll 1$, получаем

$$\delta f_{i1}(t_j) = -\frac{\beta f_1}{r_{11}}\gamma_i v t_j \left[\sin\left(\varphi + \frac{\gamma_i}{2}\right) - \frac{v t_j}{2r_{11}}\sin(2\varphi + \gamma_i)\right], \quad (16)$$

так что частотный сдвиг спектра колебания содержит временные и по длине антенны линейные и квадратичные зависимости. При совместном выполнении неравенств

$$\rho_j \ll r_{11}\cos\left(\varphi + \frac{\gamma_i}{2}\right), \quad 2\mathrm{tg}(\varphi) \gg \gamma_i \quad (17)$$

выражение (16) принимает вид

$$\delta f_{i1}(t_j) = -\frac{\beta f_1}{r_{11}}\gamma_i v t_j \sin(\varphi), \quad (18)$$

т.е. определяется линейными зависимостями как во времени (при изменении расстояния), так и по апертуре антенны при изменении номера приемника. Но при угле $\varphi = 0$ частотный сдвиг $\delta f_{i1}(t_j)$ вдоль апертуры имеет квадратичную зависимость.

ВЕРТИКАЛЬНАЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ АНТЕННА

Конфигурация цилиндрической антенны представлена на рис. 4. Цилиндрическая антенна состоит из трех окружностей радиусом *R = 5* м, расположенных на глубинах 99 м, 99.5 м, 100 м. Каждая окружность цилиндрической антенны состоит из *I = 32* гидрофонов Q_i. Полная антенна содержит 144 приемника. При движении источника

в спектрах широкополосных сигналов, принятых приемниками цилиндрической антенны, в каждом приемнике Q_i происходит смещение частот интерференционных максимумов спектральной плотности. Обработка сигнала заключается в видеокогерентном накоплении мощности спектральных максимумов по элементам каждой из окружности цилиндрической антенны и во времени. Это предполагает в элементах окружности антенны Q_i прогноз смещения интерференционных максимумов по частоте на величину $\delta f_i(t_j) = f_i(t_j) - \tilde{f}(t_j)$ относительно опорного приемника каждой окружности антенны и их суммирование. Для этого принимаемый приемником Q_i широкополосный сигнал $s_i(t_j)$ умножается на гармоническое колебание $\exp[\delta f_i(t_j)]$ и далее осуществляется преобразование Фурье [7]. В результате такой операции в момент времени t_j положения спектральных максимумов во всех элементах горизонтальных окружностей антенны будут приходиться на значения $\tilde{f}(t_j)$, соответствующие опорному приемнику $\tilde{Q}$. Данная процедура проводится для каждой из трех окружностей цилиндрической антенны. Полученные результаты суммируются когерентным или некогерентным образом. В рамках разработанного алгоритма сохраняется зависимость интерференционной структуры от расстояния, что характерно для точечного приемника. Но помехоустойчивость алгоритма возрастает в $\sqrt{m \cdot \Delta f \cdot \Delta t \cdot I}$ раз для каждой из окружностей цилиндрической антенны. При выполнении условия (6), для восстановления радиальной составляющей скорости источника $v_x = v\cos(\varphi)$ будем использовать алгоритм (8).

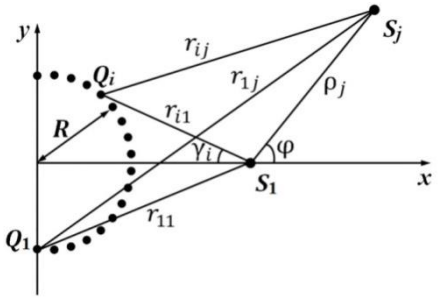


Рис. 4. Геометрия задачи для цилиндрической антенны: Q_i – i-й приемник горизонтальной антенны; S_j – положение точечного источника в момент времени t_j; $Q_iS_j = r_{ij}$; $S_1S_j = \rho_j$. Точками показаны элементы цилиндрической антенны.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование разработанного алгоритма выполним применительно к цилиндрической антенне (рис. 4). Будем считать, что сигналы распространяются в горизонтально-однородном океаническом волноводе глубиной 200 м с постоянным по глубине профилем скорости звука $c = 1500$ м/с и однородным поглощающим жидким дном с параметрами: плотность 1.8 г/см^3, скорость звука $1700(1 + i0.01)$ м/с.

При моделировании предполагается, что глубина источника 70 м. Источник удаляется от приемной антенны со скоростью $v = 3$ м/с под углами $\varphi = 0$ и $\varphi = 50^\circ$ к нормали от апертуры антенны. В момент времени $t_1 = 0$ расстояние между источником и центром антенны 5 км (рис. 4). Углам $\varphi = 0$ и $\varphi = 50^\circ$ отвечают модельные (истинные) значения радиальных составляющих скоростей $v_x = 3.0$ м/с и $v_x = 1.9$ м/с. Помеха и сигнал заданы в виде белого шума, сосредоточенного в полосе 265–295 Гц. Временной и частотный интервалы дискретизации равны 10 с и 1 Гц.

Выполним оценку скорости источника в отсутствие и при наличии помех с использованием алгоритма (8). Результаты моделирования представлены на рис. 5.

Отношение сигнал/шум q задано на входе антенны после суммирования спектральных максимумов по апертуре. В соответствии с (7), как и следовало ожидать, наклон полос на плоскости частота–время пропорционален $1/\cos(\varphi)$ (рис. 5А-а, в). При наличии помех ($q = 0.5$) наблюдается хаотическая интерференционная структура, зоны максимумов не выделяются. При этом отношение сигнал/шум q_i на входе i-го приемника оценивается как $q_i = q/\sqrt{I} = 0.07$. Отношение сигнал/шум q_* в результате траекторного накопления можно оценить как $q_* = q\sqrt{2ml \cdot \Delta f \cdot \Delta t}$, где $\Delta f = 3$ Гц – ширина одной интерференционной полосы, m – число полос, l – число окружностей (рис. 5А-а, в), $\Delta t = 40$ с – время накопления (рис. 5А-а, б, в, г), так что $q_* = 24.2$. Как в отсутствие шума (рис. 5Б-а, в), так и в его присутствие (рис. 5Б-б, г) использование алгоритма (8) приводит к восстановлению значений радиальных составляющих скоростей $v_x = 3.0$ м/с ($\varphi = 0$) и $v_x = 2.0$ м/с ($\varphi = 50^\circ$).

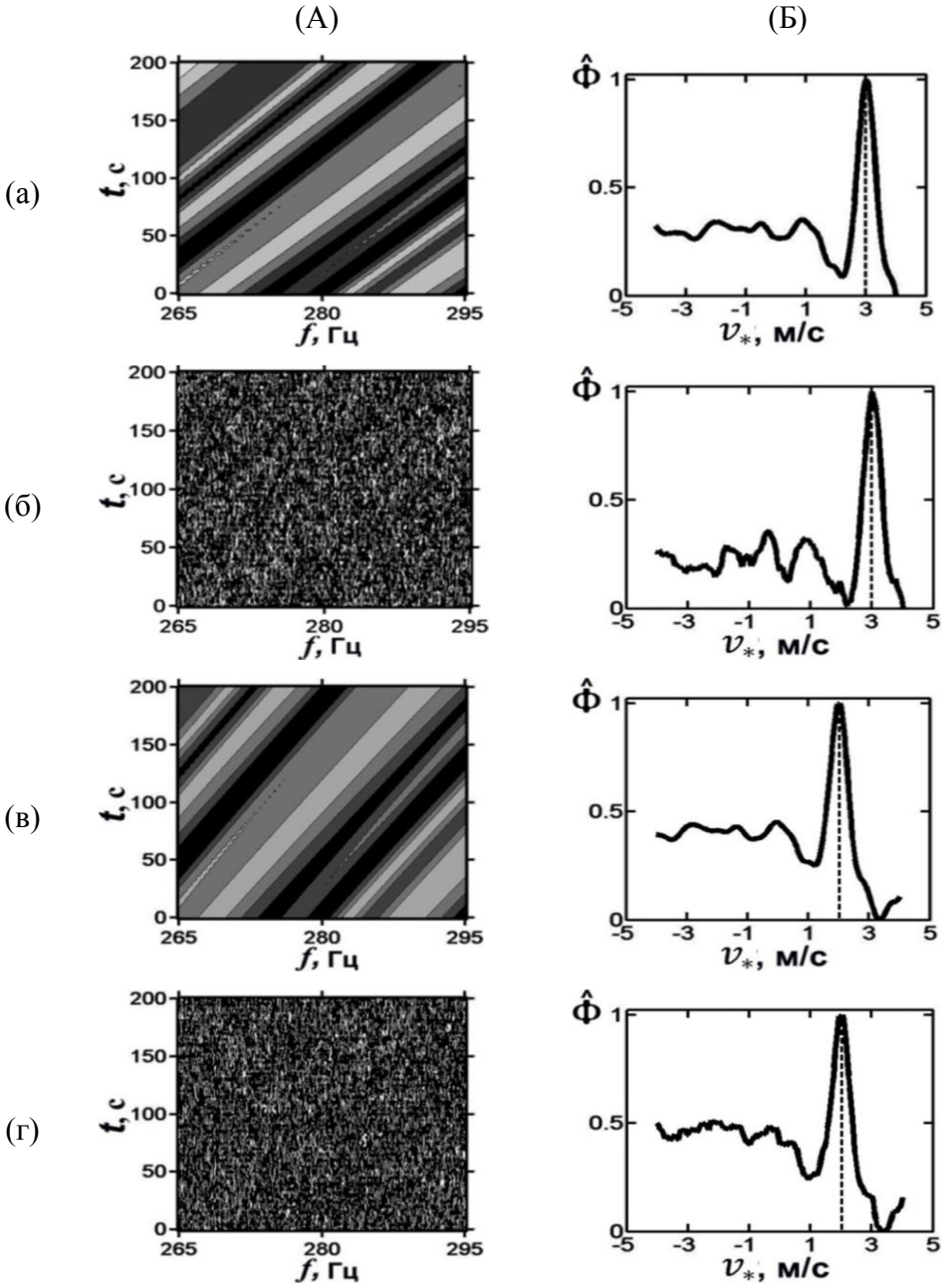


Рис. 5. Интерференционная картина (А), нормированная функция $\widehat{\Phi}(v_*)$ (Б). Скорость источника $v = 3$ м/с. Движение под углом $\varphi = 0$: $q = \infty$ (а), $q = 0.5$ (б). Движение под углом $\varphi = 50^\circ$: $q = \infty$ (в), $q = 0.5$ (г)

Таким образом, предложенный алгоритм определения скорости источника отличается необходимой помехоустойчивостью. Как видно, задача эффективно решается для времени наблюдения менее 50 с. Отметим, что такое же качество восстановления радиальной составляющей скорости наблюдается и при приближении источника к антенне, а также при других направлениях движения.

Аналитическое и численное исследование позволило установить, что прогноз динамики узкополосных интерференционных спектров по времени и пространству дает возможность оценить вектор скорости или его радиальную проекцию.

В работе изложены физические основы метода оценки скорости подводного объекта в пассивном режиме, основанного на информации о частотных смещениях. Модельный эксперимент продемонстрировал работоспособность разработанного алгоритма и показал возможность эффективного накопления сигнала вдоль траекторий интерференционных максимумов для повышения помехоустойчивости. Метод обладает высокой помехоустойчивостью и, как можно показать, малочувствителен к умеренным вариациям гидрофизических характеристик волновода. Последнее объясняется тем, разность времен распространения нормальных волн, определяющих локализацию интерференционных полос, устойчива к умеренным вариациям гидрофизических характеристик океанической среды. Следует подчеркнуть, что анализ динамики интерференционных спектров можно совместить с методом пеленгования целей, основанным на использовании градиентов фазы в зонах интерференционных максимумов. В результате обеспечиваются несмещенные оценки пеленга и повышение помехоустойчивости обнаружения и пеленгования [8].

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред» и Научной школы № НШ-4484.2014.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. — 410 с.
2. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С.71-91.
3. Rouseff D. Effect of Shallow Water Internal Waves on Ocean Acoustic Striation Patterns // Waves Random Media. — 2001. Vol. 11. — P. 377-393.
4. Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А. Выделение групп однотипных мод в мелком море // Акуст. журн. — 2013. — Т. 59. — № 6. — С. 735-743.
5. Turgut A., Orr M., Rouseff D. Broadband Source Localization Using Horizontal-Beam Acoustic Intensity Striations // J. Acoust. Soc. Am. — 2010. Vol. 127. № 1. — P. 73-83.
6. Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Method for Measuring the Frequency Shifts of Interference Maxima in Monitoring of Dispersion Media: Theory, Implementation, and Prospects // Phys. Wave Phenom. — 2010. Vol. 18. № 3. — P. 196-222.
7. Варакин Л.Е. Теория сложных сигналов. М.: Сов. радио, 1970. — 376 с.
8. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. — 2012. — Т. 58. — № 5. — С. 628-638.

ДИФРАКЦИЯ СИГНАЛОВ И ПОМЕХ В КОРАБЕЛЬНОМ ОБТЕКАТЕЛЕ И НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АНТЕННЕ

Корниенко В.Н., Кузнецов Г.Н.

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

E-mail: skbmortex@mail.ru

Выполнено исследование пространственно-временной структуры сигналов и помех внутри корабельного обтекателя, в том числе, на поверхности вертикальной цилиндрической антенны и на поверхности коффердама. Установлено, что помехи от двигательно-движительного комплекса образуют внутри обтекателя сложную интерференционную структуру с зоной максимума между антенной и коффердамом. Показано, что эффективное поглощение помех коффердамом, например, с использованием средств активного гашения, очищает обтекатель от реверберационного поля и уменьшает величину помех на поверхности обратимой гидроакустической антенны.

На гидроакустических антеннах надводных судов при их движении формируются многокомпонентные помехи, на фоне которых производится обнаружение прямых и отраженных сигналов. Следует разделять [1] помехи, образованные шумами моря (малые скорости и стоповой режим), и ходовые помехи (ХП), которые заметно превышают шумы моря уже при скоростях более 3–5 узлов. Ходовые помехи имеют различную физическую природу и различные спектрально-корреляционные характеристики. Можно выделить помехи турбулентного псевдозвукового происхождения, помехи от носового буруна, созданные, в основном, пульсациями пузырьковой зоны в отброшенном вихре, и ходовые помехи, которые образованы двигательно-движительным комплексом (ДДК), а также стелящейся вдоль корпуса двухфазной пеленой. Эти помехи проникают в обтекатель в результате дифракции в зоне сочленения корпуса и обтекателя.

Отметим, что помехи турбулентного происхождения или сформированные носовым буруном должны приниматься антенной, в основном, с носовых аспектов, а помехи от ДДК – с кормовых аспектов.

Эксперименты показывают, что это предположение в среднем подтверждается, но замкнутая зона, сформированная обтекателем, антенной и коффердамом, создает внутри обтекателя реверберационный фон и условия для засветки практически всех направлений. Это объясняется недостаточным затуханием звука и интенсивной реверберацией помех внутри обтекателя.

Эксперименты также позволили установить, что уже при скорости 5–7 узлов ХП от ДДК превышает по величине остальные составляющие помех. Поэтому ниже исследуются пространственно-частотные характеристики поля помех внутри обтекателя, типичного для надводных судов, образованных ДДК. Внутри обтекателя располагается вертикальная многоканальная цилиндрическая антенна, а в кормовой части обтекателя установлен коффердам (рис. 1).

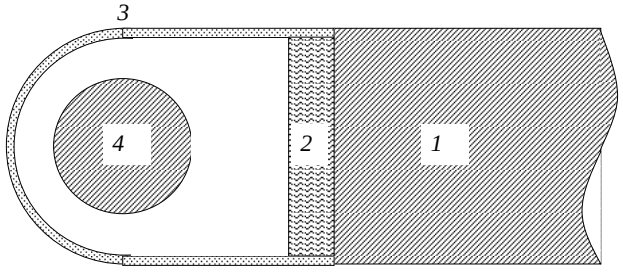


Рис. 1. Вид на обтекатель сверху: 1 –корпус судна, 2 – коффердам (поглотитель), 3 – обтекатель, 4 – цилиндрическая антенна

Расчеты выполнены для обтекателя и антенны со следующими геометрическими характеристиками: поперечный размер (ширина) коффердама – 3.2 м, радиус антенны – 1.2 м, радиус закругления обтекателя – 1.6 м. Центр окружности, формирующей носовую часть обтекателя, совпадает с центром цилиндрической антенны (ЦА). Толщина обтекателя – 3 см.

ЦА образована преобразователями, размещенными на несколько ярусов по вертикали. В горизонтальной плоскости расположены по окружности 32 обратимых преобразователя, которые работают в режиме излучения и приема.

Предполагается, что антенна изготовлена из идеально упругого материала. Пространство внутри обтекателя и вне его заполнено водой, плотность которой равна 1000 кг/м^3, а скорость звука – 1500 м/с. Обтекатель изготовлен из однородного материала плотностью 1600 кг/м^3. Скорость звука в материале – 3500 м/с. Будем считать, что коффердам изготовлен из упругой резины с большими внутренними потерями.

Перечисленные геометрические характеристики и свойства материала, из которого изготовлен обтекатель, коффердам и антенна необходимы для формулирования граничных условий при решении краевой задачи.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕНОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Нестационарное акустическое поле в среде без потерь описывается системой уравнений (1), которые в данном случае записаны в двумерном представлении. Покомпонентная запись уравнений имеет известный вид записи

$$\begin{cases} \dfrac{\partial v_x}{\partial t} = -\dfrac{1}{\rho_0}\dfrac{\partial p}{\partial x}, \\ \dfrac{\partial v_z}{\partial t} = -\dfrac{1}{\rho_0}\dfrac{\partial p}{\partial z}, \\ \dfrac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0\, c^2 \left(\dfrac{\partial v_x}{\partial x} + \dfrac{\partial v_z}{\partial z}\right), \end{cases} \tag{1}$$

где p – звуковое давление, v_x и v_z – проекции колебательной скорости, c – скорость звука, ρ – плотность среды.

Система (1) должна быть дополнена граничными условиями. Как известно, в простейшем случае, когда границы рассматриваемой области представляют собой абсолютно жесткие стенки, нормальная составляющая скорости частиц полагается равной нулю. Если граница считается свободной, то в таком случае на ней полагается нулю звуковое давление.

Начальные условия в рамках задачи Коши удобно задать для p, v_x и v_z нулевыми.

Решение системы (1) с учетом граничных и начальных условий удобно выполнить численными методами.

Используя конечно-разностную аппроксимацию двумерной пространственной области, получим

$$p_{i,j}^{k+1} = p_{i,j}^{k} - \rho_{i,j}\, c_{i,j}^2\, \Delta t \left(\frac{v_{x\,i+1,j}^{k+1/2} - v_{x\,i,j}^{k+1/2}}{\Delta x} + \frac{v_{y\,i,j+1}^{k+1/2} - v_{y\,i,j}^{k+1/2}}{\Delta y} \right), \tag{2}$$

$$v_{x\,i,j}^{k+3/2} = \frac{\left(1 - \dfrac{k_{i,j}}{2\rho_{i,j}}\Delta t\right) v_{x\,i,j}^{k+1/2} - \dfrac{\Delta t}{\rho_{i,j}\Delta x}\left(p_{i,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}\right)}{1 + \dfrac{k_{i,j}}{2\rho_{i,j}}\Delta t}, \tag{3}$$

$$v_{y\,i,j}^{k+3/2} = \frac{\left(1 - \frac{k_{i,j}}{2\rho_{i,j}}\Delta t\right) v_{y\,i,j}^{k+1/2} - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}\Delta y}\left(p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}\right)}{1 + \frac{k_{i,j}}{2\rho_{i,j}}\Delta t}. \quad (4)$$

Здесь верхний индекс обозначает номер шага по времени, а нижние – номера шагов по пространственным координатам x и y. Представленная схема позволяет рассчитать значения звукового давления и компонент колебательной скорости на следующем временном шаге, зная их значения на текущем шаге.

Сформулируем алгоритм построения решения:

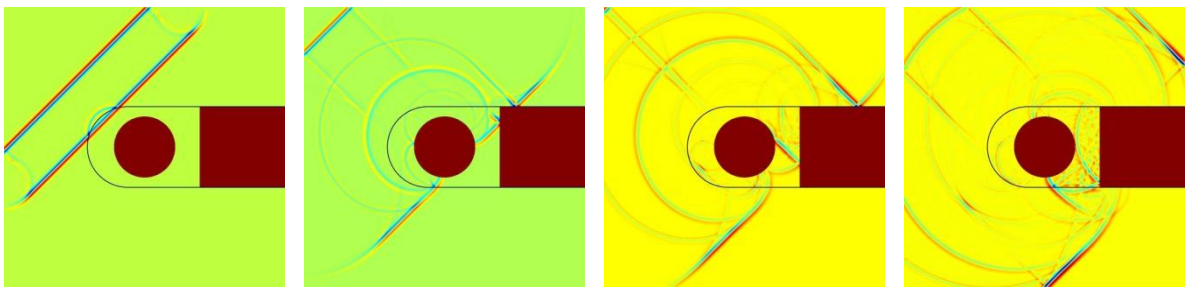
1) зададим в начальный момент времени во всех узлах пространственной сетки значения скорости и давления (согласно начальным условиям задачи);
2) определим значения рассчитываемых величин в граничных узлах пространственной сетки, исходя из заданных граничных условий;
3) выполним пошагово пересчет акустического поля согласно (2)–(4);
4) повторяем шаги 1–3 до установленного максимального значения времени интегрирования.

Если затухание в среде отсутствует, то вычислительная схема (2)–(4) упрощается, и количество необходимых математических операций существенно снижается.

СТРУКТУРА ДИФРАГИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА НА АНТЕННЕ С УЧЕТОМ ОБТЕКАТЕЛЯ И КОФФЕРДАМА

Для отработки методики расчетов и получения исходных данных о влиянии коффердама вначале выполним модельный эксперимент, в рамках которого под курсовым углом 45° на обтекатель и антенну падает короткий импульс с плоским фронтом, длительностью в источнике 1 мс и центральной частотой 4 кГц. Требуется рассчитать распределение звукового давления на апертуре антенны, имеющей 32 приемника, а также распределение давления на коффердаме. Рассмотрим структуру поля при двух типах коффердама. В первом варианте будем считать, что поглощение звука отсутствует. Во втором варианте предположим, что коффердам является эффективным пассивным поглотителем или в его зоне расположены интеллектуальные панели, обеспечивающие активное поглощение звука.

Коффердам без поглощения звука. На рис. 2 представлены пространственно-временные распределения импульса звукового давления. Результаты расчетов представлены в моменты времени 0.75 мс (а), 2.5 мс (б), 3.25 мс (в) и 4.5 мс (г). На рисунке хорошо видно формирование последовательных отражений падающего импульсного сигнала от обтекателя, антенны и коффердама.



а) б) в) г)

Рис. 2. Структура звукового поля внутри обтекателя, образованного внешним импульсным источником, при полном отражении сигнала коффердамом

На рис. 3 показано усредненное распределение на апертуре ЦА спектральной плотности звукового поля на частоте 4 кГц. Стрелкой обозначено направление распространения падающего импульса. Видно, что антенна из-за реверберации сигнала принимает в среднем достаточно равномерное по углу поле.

На рис. 4 представлена временная зависимость звукового давления на ближайшем к коффердаму приемнике антенны. Видно, что в результате реверберации длительность импульса увеличилась более чем в 10 раз.

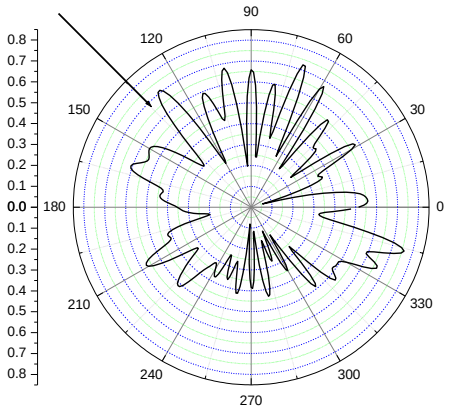


Рис. 3. Распределение звукового давления на апертуре ЦА при не поглощающем коффердаме

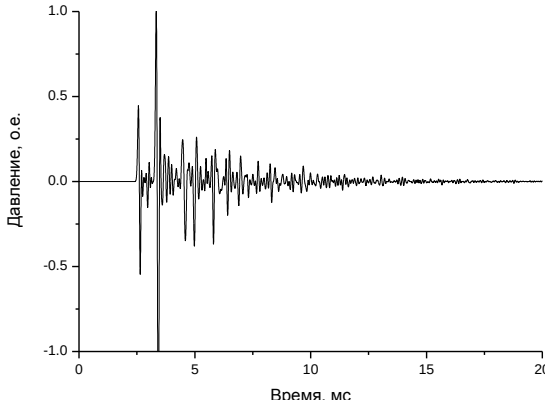
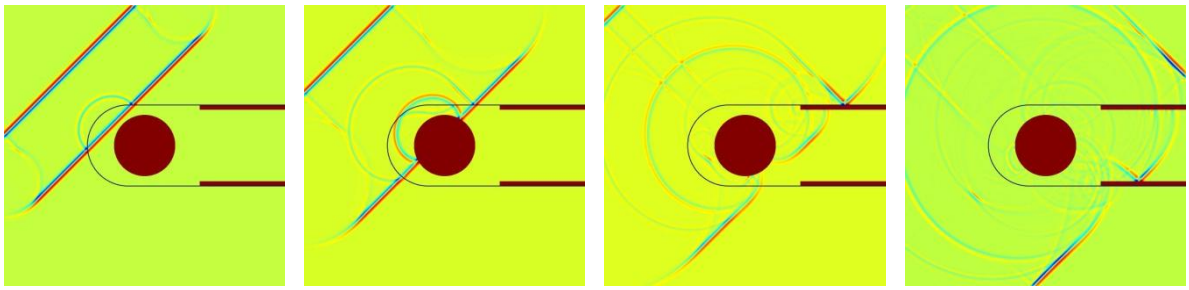


Рис. 4. Временная зависимость звукового давления на поверхности ЦА в зоне ближайшей к коффердаму

Идеально согласованный поглотитель, расположенный в зоне коффердама. На рис. 5 представлены пространственные распределения звукового давления в моменты времени 1 мс (а), 1.75 мс (б), 3 мс (в) и 4.25 мс (г). Наблюдается свободное проникновение части падающего импульса в сторону кормовой части. Как следствие, отражения из зоны коффердама практически не наблюдается.



а) б) в) г)

Рис. 5. Структура звукового поля внутри обтекателя, образованного внешним импульсным источником, при поглощении коффердамом падающего сигнала

На рис. 6 показано распределение на поверхности антенны спектральной плотности звукового поля, соответствующей частоте 4 кГц. Стрелкой обозначено направление распространения падающего импульса. Существенно изменились характеристики задних лепестков, а именно, реверберационные помехи на тыльной части антенны в зоне от 30° до 240° существенно уменьшились.

Структура помех, образованных многократным отражением импульса от поверхности антенны и от обтекателя, практически не изменилась. Однако уровень реверберационных помех внутри обтекателя в целом существенно уменьшился. Отметим, что масштаб величины звукового давления на рис. 6 вдвое превышает масштаб на рис. 3. Отсюда следует, что эффективное поглощение звука материалом коффердама из-за реверберационных эффектов приводит к уменьшению помех, приходящих на антенну со всех направлений.

Неидеальный поглотитель. Использование реальных пассивных поглощающих покрытий в зоне коффердама приводит к структуре поля промежуточной, а именно, величина реверберационной помехи будет больше, чем на рис. 6, но меньше, чем на рис. 3. Распределение помех по апертуре антенны, в случае покрытия поверхности коффердама поглотителем толщиной 25 см, также на частоте 4 кГц представлено на рис. 7.

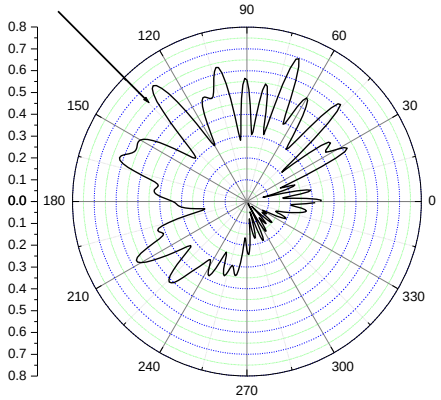


Рис. 6. Распределение звукового давления на апертуре ЦА при эффективно поглощающем коффердаме

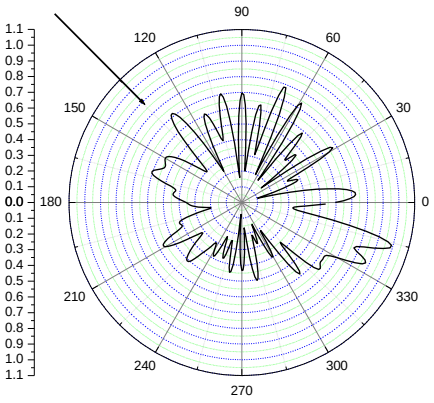


Рис. 7. Распределение звукового давления на апертуре ЦА при слабопоглощающем реальном коффердаме

Видно (рис. 7), что величина помех в среднем уменьшилась, но ореол от реверберационных помех распределен достаточно равномерно в пределах всего телесного угла (2π). В районе между антенной и коффердамамом формируется интерференционный максимум.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОМЕХ, ПРОНИКАЮЩИХ В ОБТЕКАТЕЛЬ С КОРМОВОЙ ОКОНЕЧНОСТИ

Будем считать, что с кормовой зоны в направлении к обтекателю распространяется (вдоль оси z) плоская звуковая волна, поперечное распределение амплитуды которой в точке z_0 задано выражением

$$p(r) = \begin{cases} P_0, & r < r_0 \\ P_0 \exp\left(-\alpha (r - r_0)\right), & r \geq r_0. \end{cases}$$

При увеличении скорости движения носителя помехи от двигательно-движительного комплекса являются основными, ограничивающими дальность обнаружения, и потому их исследование актуально.

Исследуем распределение звукового поля помех на приемниках ЦА, а также распределение амплитуды звукового поля на задней стенке – на поверхности коффердама.

Рассмотрим звуковое поле, возбуждаемое в системе, содержащей ЦА, изготовленную из абсолютно жесткого материала, обтекателя (стеклопластик) и жесткой задней стенки (коффердама).

Ниже на рисунках приведены распределения амплитуды поля на приемниках антенны (а) и пространственно-временные распределения звукового давления в фиксированный момент времени для частот 250 Гц (рис. 8), 1 кГц (рис. 9), 2 кГц (рис. 10), 6 кГц (рис. 11) и 8 кГц (рис. 12).

Видно, что внутри обтекателя формируется сложная интерференционная структура поля помех. На низких частотах (250–2000 Гц), как и для сигналов, в районе между антенной и коффердамом наблюдается интерференционный максимум. На высоких частотах зона максимума ориентирована на место, где происходит стык обтекателя и корпуса корабля. В этой зоне, как следует из рис. 1, формируются

вторичные дифракционные источники, от которых как от распределенного источника распространяется помеха.

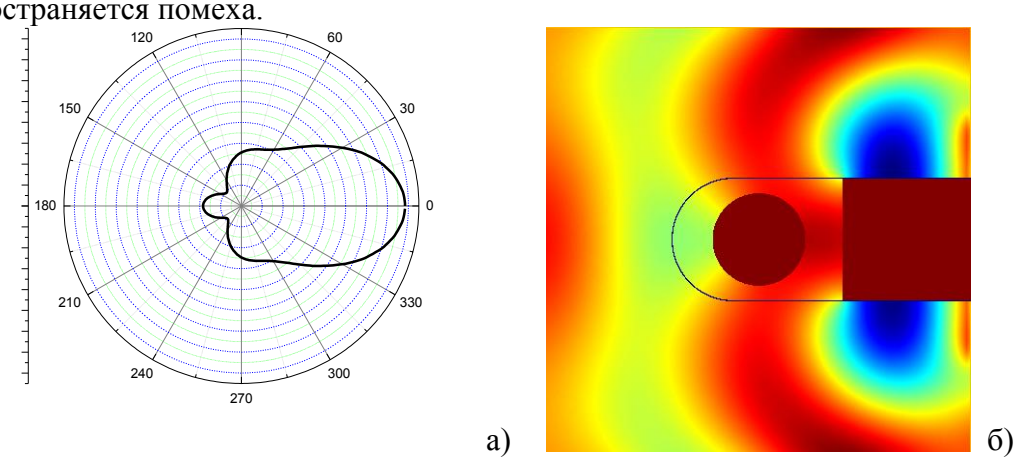


Рис. 8. Распределение амплитуды поля помех по цилиндрической поверхности и структура поля внутри обтекателя (250 Гц)

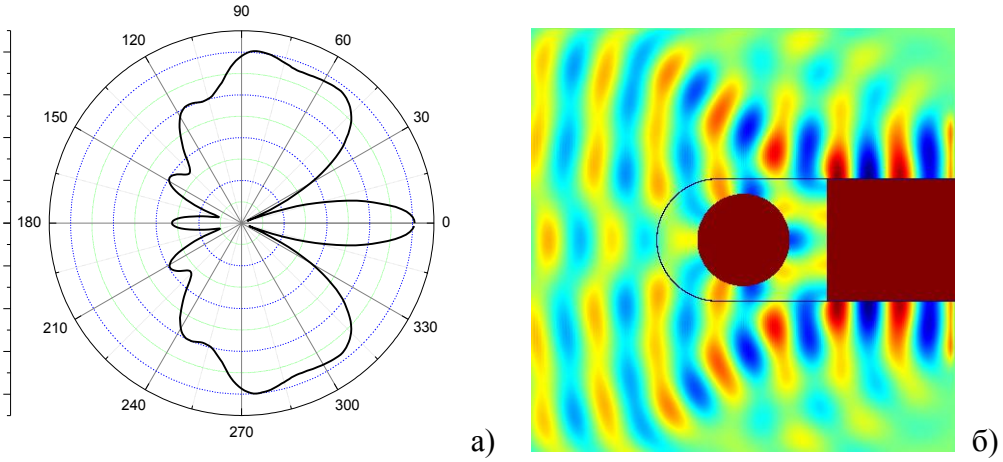


Рис. 9. Распределение амплитуды поля помех по цилиндрической поверхности и структура поля внутри обтекателя (1 кГц)

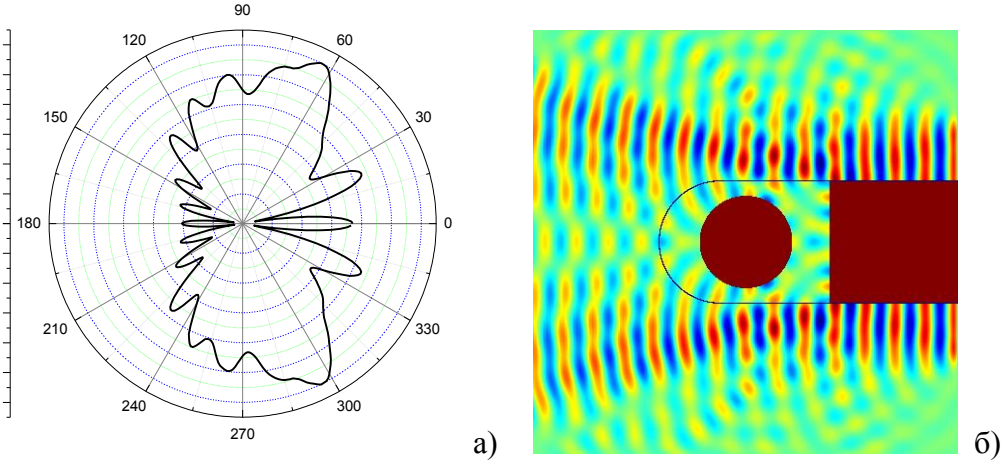


Рис. 10. Распределение амплитуды поля помех по цилиндрической поверхности и структура поля внутри обтекателя (2 кГц)

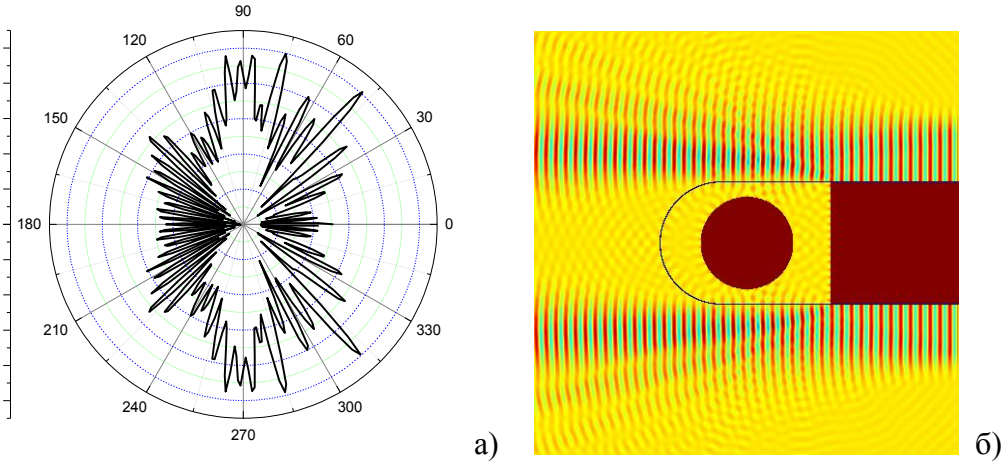


Рис. 11. Распределение амплитуды поля помех по цилиндрической поверхности и структура поля внутри обтекателя (6 кГц)

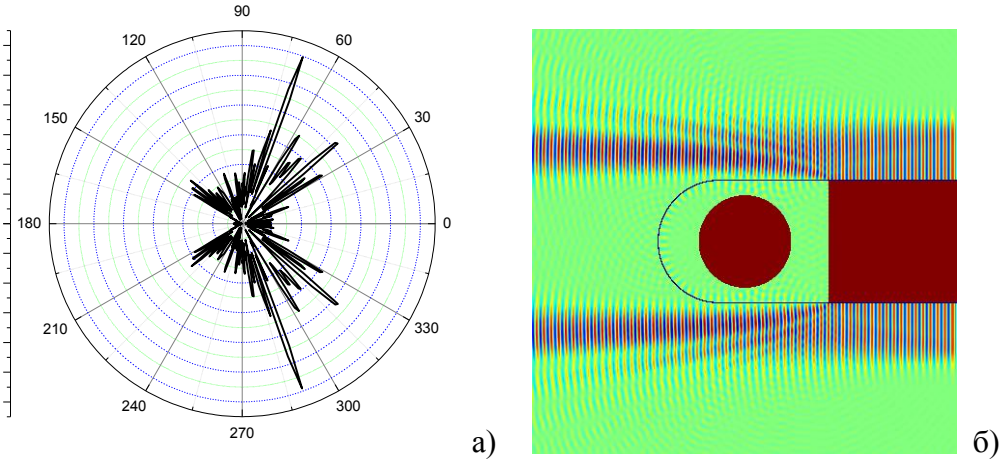


Рис. 12. Распределение амплитуды поля помех по цилиндрической поверхности и структура поля внутри обтекателя (8 кГц)

Как следует из полученных результатов, с ростом частоты относительная доля звуковой энергии помехи, проникающей в обтекатель, уменьшается. Проникающее в обтекатель поле помех формирует на приемниках антенны распределение, соответствующее наличию источников помех в кормовой части. Помехи от ДДК образуют внутри обтекателя когерентные зоны, которые могут создавать проблемы с обнаружением целей. Это полностью соответствует экспериментальным данным.

Ослабление реверберационного поля ходовых помех в обтекателе и на апертуре антенны может быть достигнуто увеличением затухания звука на коффердаме. На низких частотах (ниже 2 кГц) это ослабление обеспечивается применением совместно с пассивными поглотителями интеллектуальных сонопанелей, выполняющих активное гашение акустических помех различного происхождения. Одновременно поглощение с использованием активных методов и средств уменьшает внутри обтекателя реверберационное поле сигналов, что ослабляет коррелированные с прямым сигналом помехи и снижает вероятность появления ложных целей.

Подавление проникающих в обтекатель ходовых помех может быть выполнено с использованием поглощающих и рассеивающих экранов, установленных в зоне соединения обтекателя и корпуса корабля. Моделирование подтверждает реальную возможность снижения помех с использованием экранов на 3–5 дБ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. — 410 с.

ОЦЕНКА КООРДИНАТ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ

Кузнецов Г.Н., Луньков А.А.

Научный центр волновых исследований
Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

E-mail: landr2004@mail.ru

Выполняются моделирование алгоритма обнаружения и оценки глубины и дальности в пассивном режиме с использованием согласованной фильтрации по методу Бартлетта. Сравниваются характеристики откликов векторно-скалярной и скалярной протяженных линейных антенн. Показано, что полученные оценки координат устойчивы к неточностям задания параметров волновода и динамическим возмущениям в водной среде. Установлено, что векторно-скалярная антенна обладает помехоустойчивостью на 5–10 дБ большей, чем скалярная антенна с той же апертурой.
Ключевые слова: мелкое море, обнаружение и оценка координат широкополосного источника, пассивный режим.

Оценка координат шумового источника и его приведенной шумности необходима для классификации подводных и надводных целей и является одной из основных нерешенных проблем в гидроакустике [1]. В качестве базового алгоритма для её решения рекомендуется использовать согласованную с передаточной функцией волновода обработку (Matched Field Processing – MFP) сигналов, регистрируемых приёмной системой [2]. Согласование может проводиться как для всего модового спектра, так и для отдельных энергонесущих волноводных мод, формирующих звуковое поле. Среди наиболее распространённых методов MFP можно выделить метод Бартлетта [3], метод Кейпона [4] и метод MUSIC [5]. Как было показано ранее для тональных сигналов и вертикальных скалярных антенн [6], несмотря на небольшую разрешающую способность, первый метод обладает наибольшей устойчивостью к неточностям в выборе параметров волновода по сравнению с остальными методами.

Целью настоящей работы является сопоставление эффективности оценки пеленга, дальности и глубины по методу Бартлетта с помощью скалярных (СА) и векторно-скалярных (ВСА) линейных горизонтальных антенн, работающих в широком диапазоне частот (40-300 Гц), при различных отношениях сигнал/помеха. Исследуется также устойчивость указанного алгоритма локализации источника при неточности задания параметров морского дна, глубины волновода и при влиянии динамических эффектов – внутренних волн и поверхностного волнения.

Изучение поставленных вопросов проводится в рамках численных экспериментов. Расчёты звуковых полей и передаточной функции волновода выполняются с использованием теории нормальных волн (мод).

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Схема модельной задачи показана на рис. 1. Расчёт звуковых полей осуществляется в цилиндрической системе координат (r,ϕ,z), в качестве вспомогательной используется декартова система (x,y,z). Шумовой источник расположен в точке $\vec{r}_s=(r_s,\phi_s,z_s)$. Приёмная горизонтальная линейная антенна буксируется или установлена стационарно вдоль оси Y на глубине z_a. В случае векторно-скалярной антенны каждый её элемент помимо звукового давления P регистрирует две или три компоненты вектора колебательной скорости V_x, V_y, V_z.

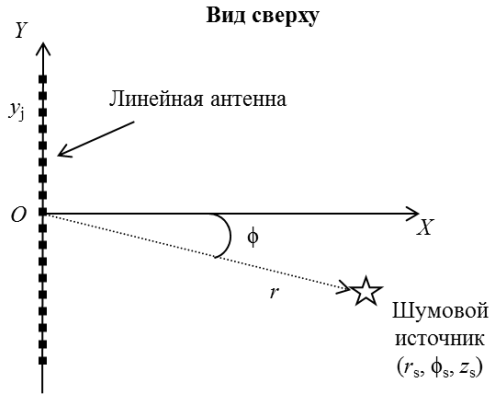


Рис. 1. Схема размещения приемной антенны и источника (вид сверху)

Представим в отсутствие фоновых помех вектор принимаемых от шумового источника сигналов на частоте ω_k в виде

$$\mathbf{U}(\omega_k;\vec{r}_s)=\left[p_1,..,\ p_J,\rho cV_{x1},..,\rho cV_{xJ},\rho cV_{y1},..,\rho cV_{yJ},\rho cV_{z1},..,\rho cV_{zJ}\right] \quad (1)$$

где ρ – плотность воды, c – скорость звука в воде, J – общее число приёмных модулей. Использование множителя ρc необходимо для соблюдения одинаковой размерности (Па) для всех элементов вектора.

Регистрируемый антенной сигнал удобно представить в виде матрицы ковариаций $\mathbf{K}_s=U_j(\omega_k;\vec{r}_s)U_l^*(\omega_k;\vec{r}_s)$, где звёздочка «*» означает комплексное сопряжение. При наличии фоновых помех матрица ковариаций может быть записана как [7]

$$\mathbf{K}_{SN}=S\mathbf{K}_S+N\mathbf{K}_N, \quad (2)$$

где S/N – отношение сигнал/помеха на одиночном приёмнике давления, $\mathbf{K}_N$ – матрица ковариаций аддитивного шума. Если не учитывать пространственную корреляцию поля помех на векторных элементах антенны, то матрица $\mathbf{K}_N$ является диагональной

$$\mathbf{K}_N=\begin{cases}1,\ j=1..J\\ \gamma,\ j=(J+1)..4J\end{cases} \quad (3)$$

В зависимости от характера помех параметр γ может принимать приближенное значения 0.25 (поверхностные шумы) или 0.33 (сферически изотропные) и др. В настоящей работе рассматривается только первый тип помех, сформированных взволнованной поверхностью.

В общем случае задача оценки координат шумящего объекта является трёхмерной и при полном переборе координат может потребовать больших вычислительных затрат. Для упрощения решения этой задачи на первом этапе обработки определим направление на источник ϕ_s за счёт сканирования диаграммой направленности в горизонтальной плоскости. На втором этапе вдоль этого направления решается двумерная задача и оценивается дальность и глубина [8]. При использовании линейной антенны положение приемников задаётся координатами (0, y_j, z_a) (см. рис. 1), и пеленг оценивается как положение максимума следующей величины

$$B(\phi)=\sum_k\left|\tilde{\mathbf{W}}(\omega_k,\phi)\mathbf{K}_{SN}\tilde{\mathbf{W}}^*(\omega_k,\phi)\right|. \quad (4)$$

Суммирование по частотам некогерентное, так как акустический источник является шумовым. Сканирующий вектор $\tilde{\mathbf{W}}(\omega_k,\phi)$ имеет вид

$$\begin{aligned}
&\tilde{\mathbf{W}}(\omega_k,\phi)=[\exp(i\omega_k y_1\sin(\phi)/c),..,\exp(i\omega_k y_J\sin(\phi)/c);\\
&\cos(\phi)\exp(i\omega_k y_1\sin(\phi)/c,..,\cos(\phi)\exp(i\omega_k y_J\sin(\phi)/c);\\
&\sin(\phi)\exp(i\omega_k y_1\sin(\phi)/c),..,\sin(\phi)\exp(i\omega_k y_J\sin(\phi)/c);\\
&\exp(i\omega_k y_1\sin(\phi)/c),..,\exp(i\omega_k y_J\sin(\phi)/c)
\end{aligned} \tag{5}$$

Для оценки дальности r_s и глубины z_s источника шума после оценки пеленга ϕ_s используется метод Бартлетта, обобщённый на широкополосный случай. Согласно этому методу координаты источника соответствуют максимуму распределения

$$P(r,z)=\sum_k\left|\mathbf{W}(r,\phi_s,z,\omega_k)\mathbf{K}_{SN}\mathbf{W}^*(r,\phi_s,z,\omega_k)\right|,\qquad \phi=\phi_s, \tag{6}$$

где $\mathbf{W}(r,\phi_s,z,\omega_k)$ – сканирующий вектор в плоскости (r,z) по пеленгу ϕ_s:

$$\begin{aligned}
&\mathbf{W}(r,\phi_s,z,\omega_k)=[p_1(r,\phi_s,z,\omega_k),..,p_J(r,\phi_s,z,\omega_k);\\
&\rho cV_{x1}(r,\phi_s,z,\omega_k),..,\rho cV_{xJ}(r,\phi_s,z,\omega_k);\\
&\rho cV_{y1}(r,\phi_s,z,\omega_k),..,\rho cV_{yJ}(r,\phi_s,z,\omega_k);\\
&\rho cV_{z1}(r,\phi_s,z,\omega_k),..,\rho cV_{zJ}(r,\phi_s,z,\omega_k)].
\end{aligned} \tag{7}$$

Расчет компонент сканирующего вектора выполним с использованием модового представления звукового давления и проекций колебательной скорости:

$$\begin{aligned}
p_j&=\sqrt{\rho cW}\sum_m C_m(r_j)\psi_m(z)\exp(i\xi_m r_j)/\sqrt{\xi_m r_j}\,,\\
\rho cV_{xj}&=\sqrt{\rho cW}\,\frac{\cos(\phi_s)}{k}\sum_m C_m(r_j)\psi_m(z)\xi_m\exp(i\xi_m r_j)/\sqrt{\xi_m r_j}\,,\\
\rho cV_{yj}&=\sqrt{\rho cW}\,\frac{\sin(\phi_s)}{k}\sum_m C_m(r_j)\psi_m(z)\xi_m\exp(i\xi_m r_j)/\sqrt{\xi_m r_j}\,,\\
\rho cV_{zj}&=\sqrt{\rho cW}\,\frac{\exp(-i\pi/2)}{k}\sum_m C_m(r_j)\frac{d\psi_m(z)}{dz}\exp(i\xi_m r_j)/\sqrt{\xi_m r_j}\,.
\end{aligned} \tag{8}$$

Здесь W – акустическая мощность источника звука, ψ_m и ξ_m – собственные функции и собственные значения задачи Штурма–Лиувилля [9], C_m –модальные коэффициенты возбуждения, которые в общем случае определяются из системы дифференциальных уравнений для взаимодействующих мод, $k=\omega_k/c$ – волновое число, $r_j=\sqrt{y_j^2+r^2-2y_j r\sin(\phi_s)}$ – расстояние от точки с горизонтальными координатами (r,ϕ_s) до j-го приёмника на антенне. Вычисление модельного звукового поля, генерируемого источником шума, осуществляется по аналогичным формулам.

Анализ устойчивости алгоритма поиска координат выполняется для матриц ковариаций $\mathbf{K}_{SN}$, отвечающих разным наборам параметров среды, но при фиксированных сканирующих векторах $\tilde{\mathbf{W}}(\omega_k,\phi)$ и $\mathbf{W}(r,\phi_s,z,\omega_k)$, рассчитанных для невозмущённого волновода.

Для количественной оценки координат источника с помощью метода Бартлетта вычисляется следующая величина – аналог показателя обнаружения [10]:

$$T=\frac{P(r_s,z_s)}{\overline{P}+3\sigma_P}. \tag{9}$$

Здесь $\overline{P}$ и σ_P – соответственно, среднее и среднеквадратичное значение P в анализируемом диапазоне расстояний и глубин. Если T превышает 1, то, пользуясь правилом трёх сигм для произвольной функции распределения, получим, что с не менее чем 90%-й вероятностью координаты объекта определены корректно.

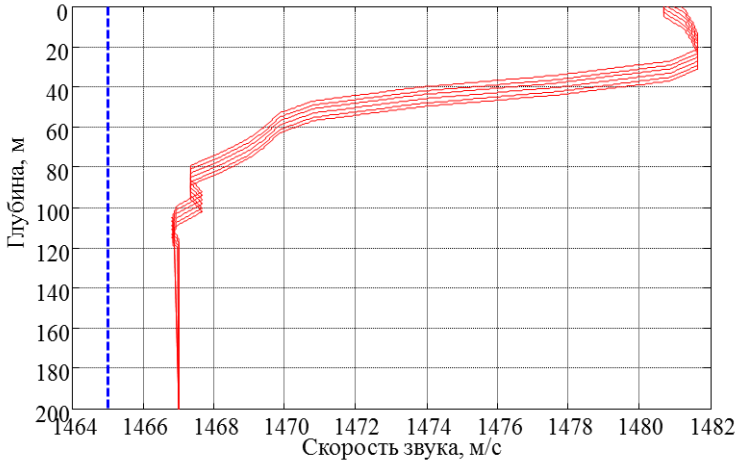


Рис. 2. Профили вертикального распределения скорости звука в водном слое для зимних (синяя пунктирная линия) и летних условий (красные сплошные линии)

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование проводится для мелководного волновода, типичного для Баренцева моря и имеющего постоянную глубину. Средняя невозмущённая глубина волновода принимается равной $H = 200$ м. Характерные для зимних и летних условий профили скорости звука в водном слое $c(z)$ изображены на рис. 2. Дно рассматривается как однородное жидкое поглощающее полупространство со следующими параметрами: скорость звука $c_1 = 1800$ м/с, плотность $\rho_1 = 1800$ кг/м^3, коэффициент поглощения звука в дне, отнесённый к длине волны, $\beta_\lambda = 0.33$ дБ/λ.

Задача оценки координат решается для шумового источника с размерами продольного сечения 12×1 м, находящегося на расстоянии $r_s = 5$ км от приёмной системы и глубине $z_s = 80$ м. Расчеты выполнены при условии, что объект ориентирован вдоль направления на приёмную антенну. Эта ситуация соответствует наименьшей помехоустойчивости обнаружения, но представляет наибольший практический интерес в связи с вероятной угрозой носителю приемной антенны от быстро движущейся цели. Модель шумового поля объекта формируется как суперпозиция некоррелированных случайных источников, распределенных по длине объекта и образующих двумерную матрицу 12×2. Каждый из источников излучает белый шум в полосе $f = 40$–300 Гц (в случае, когда спектральная плотность неравномерно распределена по частотам, можно осуществить «отбеливание» спектра [1]). Шум регистрируется в течение 1 с (т.е. шаг по частоте равняется 1 Гц) линейной антенной, расположенной на глубине $z_a = 100$ м. Антенна состоит из $J = 48$ векторно-скалярных модулей и имеет общую длину 120 м. Отношение сигнал/помеха (S/N) в полосе 1 Гц на каждом элементе варьируется в пределах от 20 до –30 дБ.

При изучении влияния внутренних волн на точность оценки координат, предполагается, что эти волны являются низкочастотными и приводят к синхронным вертикальным колебаниям термоклина вдоль всей акустической трассы, соединяющей шумовой источник и приёмную антенну, на величину до ±4 м. Ниже эта задача решается для летних условий, поскольку в этом случае наблюдается заметная зависимость величины скорости звука от глубины. Вариация профиля для летних условий представлена на рис. 2 (справа). Очевидно, что для зимних или межсезонных условий, для которых характерна слабая зависимость скорости звука от глубины, колебания термоклина влияют на изменчивость звукового поля в значительно меньшей степени.

Случайные реализации вертикальных смещений верхней границы, обусловленные поверхностным волнением при различных скоростях ветра, моделировались с использованием эмпирического спектра Пирсона–Неймана [11].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Оценка координат малошумной цели. Оценим возможность локализации шумового объекта с использованием линейной антенны с различными типами приёмников: только скалярные (P), скалярные (P) и 2-х компонентные векторные (V_x,V_y) и скалярные (P) и 3-х компонентные векторные (V_x,V_y,V_z).

Результаты пеленгования источника шума, расположенного на расстоянии r_s = 5 км в направлении ϕ_s = 60°, с использованием трёх типов антенн показаны на рис. 3. Нормировка приведённых зависимостей проведена на максимальное значение, полученное для скалярной антенны. Из рис. 3 следует, что при использовании векторно-скалярных антенн уровень зеркального лепестка значительно снижается по сравнению со скалярными антеннами даже для скользящих углов падения волны к апертуре антенны. При нормальном падении сигнал, пришедший по зеркальному лепестку, подавляется на 20 дБ и более (см. рис.3(в)). Также отметим, что векторно-скалярные антенны, имеющие 3-х и 4-х компонентные приёмники, позволяют получать амплитуду отклика в 2–4 раза большую по сравнению с традиционными скалярными антеннами. Иными словами, антенны и методы обработки сигналов, использующие не только значения звукового давления, но и компоненты вектора колебательной скорости, обладают повышенной помехоустойчивостью.

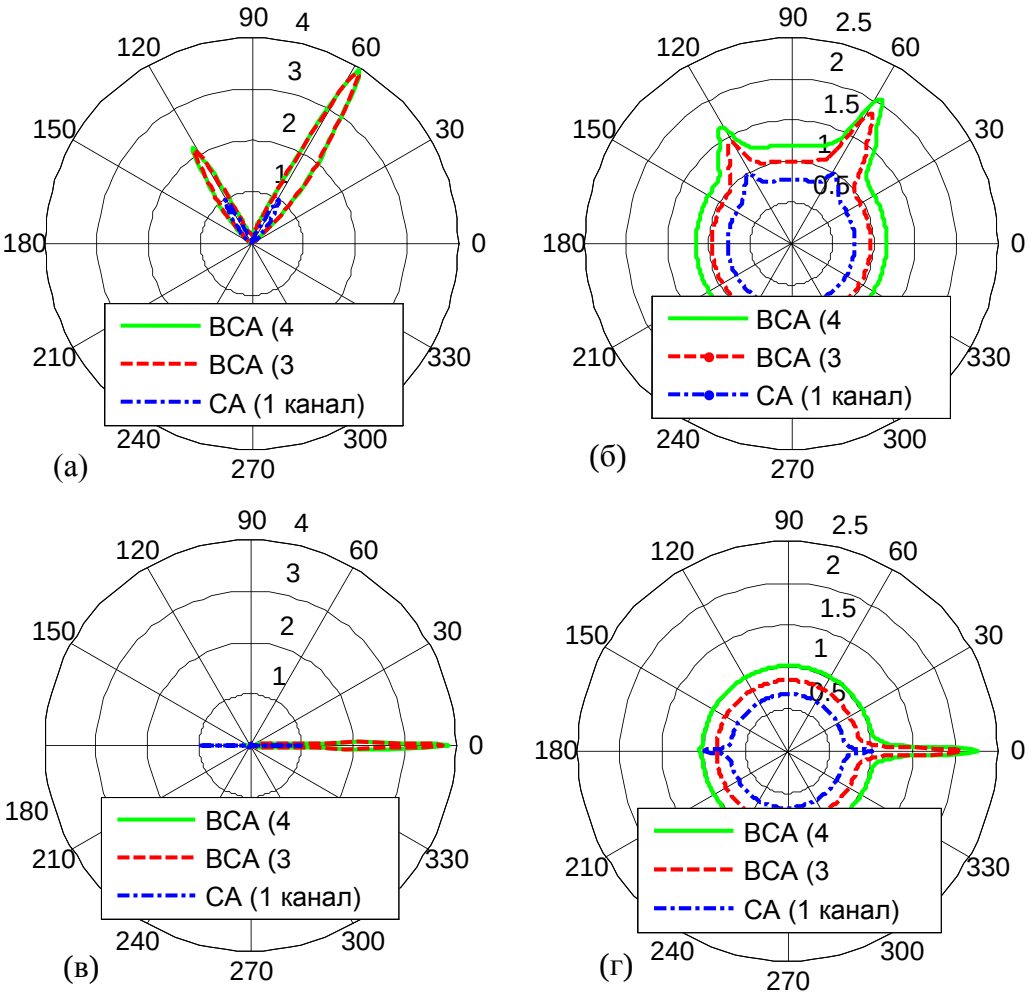


Рис. 3. Пеленгование шумового источника с помощью векторно-скалярных и скалярной антенн при отношении сигнал/шум 20 дБ (а,в) и –20 дБ (б,г)

В табл. 1 приведены результаты оценки показателя обнаружения T малого объекта по методу Бартлетта при трёх различных типах приёмников в зависимости от отношения сигнал/помеха. Видно, что при всех отношениях сигнал/помеха использование векторно-скалярных антенн обеспечивает большую помехоустойчивость, чем применение скалярных антенн. В случае использования 4-х компонентных приёмных модулей наблюдается некоторое увеличение помехоустойчивости по сравнению с применением 3-х компонентных приемников, но только при малом отношении сигнал/помеха. Отметим, что при отношении сигнал/помеха ниже –20 дБ обнаружение малого объекта с помощью векторно-скалярной антенны всё ещё возможно, тогда как скалярная антенна не может обеспечить правильную оценку (рис. 4).

Таблица 1. Показатель обнаружения T (9) для скалярной и векторно-скалярных линейных антенн при различных отношениях сигнал/помеха.

	–30 дБ	**–25 дБ**	**–20 дБ**	**–10 дБ**	**0 дБ**	**10 дБ**	**20 дБ**
Скалярная (1 канал)	1.0	1.0	1.1	1.6	1.8	1.8	1.8
Векторно-скалярная (3 канала)	1.0	1.1	1.3	1.7	1.8	1.8	1.8
Векторно-скалярная (4 канала)	1.1	1.2	1.3	1.8	1.9	1.9	1.9

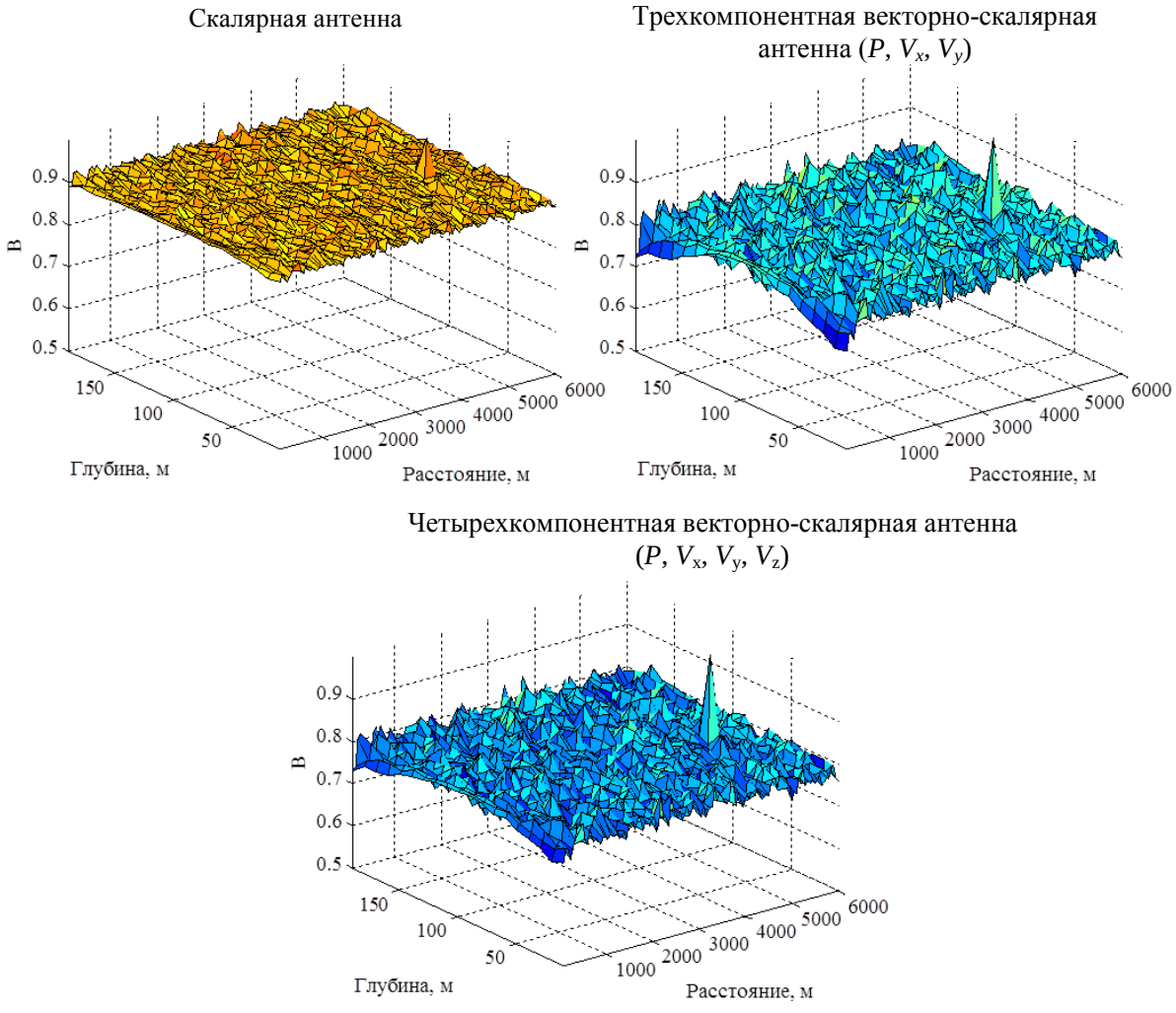


Рис. 4. Результаты применения метода Бартлетта для локализации малого объекта в направлении 60° при отношении сигнал/помеха –25 дБ

Представляет интерес тот факт, что при выбранной нами модели фоновых помех и выбранном методе обнаружения положение максимума двумерного распределения $P(r,z)$ не претерпевает смещений даже при малых отношениях сигнал/помеха, снижается только контрастность картины.

Видно также (рис. 4), что уровень бокового поля при скалярной обработке в 1.5–1.8 раза выше, чем уровень бокового поля при векторно-скалярной обработке.

Оценка влияния динамических эффектов. Выполним анализ устойчивости оценок координат цели по методу Бартлетта при неточном задании параметров волновода. Соответствующие результаты приводятся в табл. 2 для векторно-скалярной антенны с 4-х компонентными приемниками и при отношении сигнал/помеха 0 дБ.

Таблица 2. Устойчивость оценки координат (величины T) для 4-х компонентной векторно-скалярной линейной антенны при отклонении параметров волновода от средних (истинных) значений.

Δc_1, м/с	–200	–100	0	100	200
T	1.0	1.3	1.9	1.6	1.2
$\Delta\rho_1$, кг/м^3	–200	–100	0	100	200
T	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9
ΔH, м	–10	–5	0	5	10
T	0.7 (1.2)	0.6 (1.2)	1.9	0.6 (1.5)	0.6 (1.0)
ζ, м	–4	–2	0	2	4
T	1.8	1.9	2.1	1.9	2.0
V_w, м/с	0	9	12		
T	1.9	1.6	1.3		

Метод Бартлетта оказывается достаточно устойчивым к умеренным вариациям или неточности задания в расчетной модели скорости звука в дне Δc_1 (±100 м/с) и изменению глубины волновода ΔH (±5 м). Неточная информация о глубине волновода приводит к смещению максимума в распределении $P(r,z)$ на несколько сотен метров по расстоянию и на ~10 м по глубине, но его можно обнаруживать и координаты идентифицировать. Результаты расчётов для смещённых максимумов приведены в табл. 2 в круглых скобках. Из табл. 2 также следует, что погрешность априорной информации о плотности грунта в пределах ±200 кг/м^3 слабо влияет на точность оценки координат шумового источника.

В условиях ветрового волнения при скоростях ветра более 10 м/с и зимней гидрологии максимум в распределении $P(r,z)$ выделяется хуже, поскольку интерференция на апертуре антенны «замывается». Для повышения эффективности алгоритма необходимо накапливать мощность по нескольким реализациям и выполнять оценку дальности и глубины в пассивном режиме в низкочастотном диапазоне.

При летней гидрологии и достаточно плоском дне оценка дальности и глубины источника оказывается устойчивой, в том числе при умеренном ветровом волнении, типичной активности внутренних волн и неточности прогноза параметров поверхностных слоев грунта.

Результаты численных экспериментов показали, что векторно-скалярные антенны, состоящие из 3-х или 4-х компонентных модулей, обладают помехоустойчивостью на 5–10 дБ большей, чем скалярная антенна с равной апертурой. Применение 4-х компонентных модулей дает небольшое преимущество для обнаружения шумовых источников только при малом отношении сигнал/помеха. Применение векторно-скалярных антенн или векторно-скалярной обработки на антенне, образованной скалярными приемниками, подавляет в 1.4–1.8 раз уровень бокового поля, что повышает пространственный контраст, эффективность обнаружения и точность оценки координат обнаруженного источника.

Установлено, что горизонтальная линейная скалярная или векторно-скалярная антенна, использующая разработанный алгоритм, даёт устойчивые оценки пеленга, дальности и глубины шумового источника в пассивном режиме, в том числе, при типичный для мелкого моря изменчивости гидрофизических характеристик. Отсюда следует вывод о возможности применения алгоритма согласованной фильтрации, в том числе, при неточном априорном знании параметров волновода и при воздействии динамических эффектов, связанных с нестационарностью характеристик водной среды. Отметим, что для решения задачи классификации нет необходимости иметь точные значения глубины и дальности. Достаточно, чтобы глубина превышала критическую величину, например, 30 м. Поэтому разделение классов на подводные и надводные цели должно выполняться и при вариации параметров модели грунта и динамических изменениях параметров среды по пространству или во времени. Для повышения устойчивости необходимо усреднять полученные оценки на интервале стационарности параметров модели сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. — 410 с.
2. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Mikhalevsky P.N. An overview of matched-field methods in ocean acoustics // IEEE J. Ocean Eng. — 1993. Vol. 18, № 4. — P. 401-424.
3. Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. Fundamentals of Shallow Water Acoustics. N.Y., Dordrecht, Heildelberg, London: Springer, 2012. — 540 p.
4. Capon J. High resolution frequency wavenumber spectrum analysis // Proc. IEEE. — 1969. Vol. 57, № 8. — P. 1408-1418.
5. Friedlander B. A sensitivity analysis of the MUSIC algorithm // IEEE Trans. Acoust. Speech and Sign. Proc. — 1990. Vol. 38, № 10. — P. 1740-1751.
6. Daugherty J.R., Lynch J.F. Surface wave, internal wave, and source motion effects on matched field processing in a shallow water waveguide // J. Acoust. Soc. Am. — 1990. Vol. 87, № 3. — P. 2503-2526.
7. Глебова Г.М., Аверьянов А.В., Кузнецов Г.Н. Экспериментальное исследование характеристик направленности векторно-скалярной антенны // Акуст. журн. — 2011. — Т. 57. — № 5. — С. 681-694.
8. Аверьянов А.В., Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н., Смирнов Н.М. Экспериментальная оценка пространственных координат источника шумового сигнала // Научно-техн. сб. «Гидроакустика». — 2013. — Вып. 17(1). — С. 54-60.
9. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. — 197 с.
10. Урик Р.Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. — 445 с.
11. Пирсон В.Дж. Ветровые волны // в кн.: Ветровые волны. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962. — С. 42-124.

РАСПОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ ВОЛН НА УПРУГИХ ТОНКОСТЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ В НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Приходько В.Ю.

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва

E-mail: prikhodi@mail.ru

Получено асимптотическое решение задач дифракции нормальных волн на упругих, вытянутых оболочках в неоднородных по глубине волноводах. Рассмотрена теория оболочек типа Лява. Рассеянное поле представлено в виде суммы нормальных волн с амплитудами, выраженными в виде квадратур от смещений оболочки. Для вектора смещений оболочки в волноводе получена замкнутая система сингулярных дифференциальных уравнений, учитывающая влияние внешней среды. Рассмотрена задача излучения звука оболочкой, возбуждаемой системой распределенных по поверхности оболочки, сил. Для вытянутых оболочек вращения найдены асимптотики диаграмм направленности излученных звуковых полей.

Рассмотрим упругую тонкостенную оболочку вращения S, со срединной поверхностью, описываемой в цилиндрической системе координат r,φ,z уравнением $r=\varepsilon F(z)$, где $\varepsilon=\dfrac{d}{l}<<1$; d - максимальный диаметр оболочки, l - ее длина, $z\in\left(-\dfrac{l}{2},\dfrac{l}{2}\right)$; $F\left(\pm\dfrac{l}{2}\right)=0$, $F(z)>0$ Будем полагать, что $F(z)$ - достаточно гладкая функция z всюду, кроме куполов $z=\pm\dfrac{l}{2}$.

Пусть на упругую оболочку, помещенную в однородную изотропную среду, падает плоская звуковая волна

$$p_{ins}=\exp\left(i\vec{k},\vec{x}\right),\ \left|\vec{k}\right|=k=\omega/c,\ \vec{k}=k(\cos\varphi_0\sin\theta_0,\sin\varphi_0\sin\theta_0,\cos\theta_0)$$

Зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$ везде опускаем. Рассмотрим диапазон частот $kl\approx 1$. Рассеянное оболочкой поле $p(\vec{x})$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$(\Delta+k^2)p=0 \qquad (1)$$

вне оболочки и условию Зоммерфельда на бесконечности

$$p=\exp(ikR)\Phi(\theta,\varphi)/R+O(R^{-2}),\ R\to\infty,$$

где сферическая система координат выбирается с тем же центром, что и центр вышеупомянутой цилиндрической системы координат.

Упругая оболочка описывается следующими параметрами: h - полутолщина стенок, $\varepsilon_1=2h/d<<1$, E - модуль Юнга, ρ_p - плотность материала оболочки, ν - коэффициент Пуассона, $\mathbf{c_p}=\sqrt{E/\rho_p}$ - скорость продольных волн в стержне из материала оболочки. Срединная поверхность оболочки описывается системой дифференциальных уравнений движения и условиями контакта на срединной поверхности оболочки

$$L_i\vec{u} = \sum_{j=1}^{3}\left(h^2 n_{ij}/3 + l_{ij}\right)u_j - k_p^2 u_i = \gamma p_i, i = 1,2,3,$$
$$\frac{\partial}{\partial n}\left(p + p_{ins}\right) = \rho\omega^2 w(\bar{r}),\ \bar{r} \in S \quad ; \tag{2}$$

Здесь n_{ij}, l_{ij} - дифференциальные операторы в частных производных, заданные на поверхности S и определяемые теорией тонкостенных оболочек (в настоящей работе используется моментная теория тонкостенных оболочек типа Лява в варианте и обозначениях работы [1]); u_1, u_2 - тангенциальные компоненты вектора смещений, $u_3 = w$ - прогиб, $\gamma = (2Eh)^{-1}, p_1 = p_2 = 0,\ p_3 = p + p_{ins}.,\ k_p = \omega/c_p,\ \frac{\partial}{\partial n}$ - производная по направлению внешней нормали к срединной поверхности оболочки ;

Представим рассеянное оболочкой поле в виде суммы

$$p = p^{(r)} + p^{(e)} \tag{3}$$

где $p^{(r)}$- рассеянное поле абсолютно жёсткой поверхности S; $p^{(e)}$- упругая составляющая рассеянного оболочкой поля. Из (1)-(3) следуют две краевые задачи для уравнения Гельмгольца:

$$(\Delta + k^2)p^{(r)} = 0,\ \frac{\partial p^{(r)}}{\partial n} = -\frac{\partial p_{ins}}{\partial n}, \bar{r} \in S \quad ; \tag{4}$$

$$(\Delta + k^2)p^{(e)} = 0,\ \frac{\partial p^{(e)}}{\partial n} = \rho\omega^2 w,\ \bar{r} \in S \quad ; \tag{5}$$

Решение краевой задачи (5) будем искать в двух различных формах: одна из них дает асимптотику решения в ближней зоне [3] , для переменной $\xi = r/\varepsilon$,

$$p^{(e)} = \sum_{m=1}^{\infty}\varepsilon^m\left(p_{m0}^{(e)}(\xi, z) + p_{m1}^{(e)}(\xi, z)\ln\varepsilon\right), \tag{6}$$
$$\vec{u} = \vec{u}_{00}(\varphi, z) + \sum_{m=1}^{\infty}\varepsilon^m\left(\vec{u}_{m0}(\varphi, z) + \vec{u}_{m1}(\varphi, z)\ln\varepsilon\right),$$

другая – в дальней зоне (внешнее разложение)

$$p^{(e)} = \sum_{m=1}^{\infty}\varepsilon^m p_m^{(e)}. \tag{7}$$

Подставляя (7) в (5), (6) получим краевые задачи для искомых коэффициентов

$$\Delta_\xi p_{ij}^{(e)} = 0, \quad \text{i=1,2,} \tag{8}$$

$$\Delta_\xi p_{ij}^{(e)} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)p_{i-2,j}^{(e)},\ i = 3,4,... \tag{9}$$

Здесь $\Delta_\xi = \frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi\frac{\partial}{\partial\xi}\right) + \frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial\phi^2}$. Граничные условия получаем в виде рекуррентной системы:

$$\frac{\partial p_{10}^{(e)}}{\partial\xi} = A\rho\omega^2(w_{00} + w_{00}\sin\varphi + w_{00}\cos\varphi),\ \bar{r} \in S \quad ;\ \frac{\partial p_{11}^{(e)}}{\partial\xi} = 0 \quad ;$$
$$\frac{\partial p_{21}^{(e)}}{\partial\xi} = A\rho\omega^2 w_{11};\ \frac{\partial p_{20}^{(e)}}{\partial\xi} = A\rho\omega^2 w_{10}$$

Для смещений оболочки, аналогично, получаем системы обыкновенных дифференциальных уравнений движения:

$$L\vec{u}_{00} = \vec{\gamma}\exp(ik_3 z), \vec{\gamma} = (0,0,\gamma) \qquad L\vec{u}_{10} = \vec{\gamma}(2iF(z)(k_x\cos\phi + k_y\sin\phi)\exp(ik_3 z) + p_{10}^{(e)}),$$
$$L\vec{u}_{11} = \vec{\gamma}p_{11}^{(e)},\ L\vec{u}_{20} = \vec{\gamma}(ik_3 F(z)F'(z)\exp(ik_3 z)\ln F(z) + p_{20}^{(e)}).$$

Внешнее разложение (7) будем искать в виде потенциалов простого и двойного слоев, сосредоточенных на отрезке оси вращения. Используя асимптотики потенциалов в дальней зоне,

$$\Pi(v_1, R) = \frac{\exp(ikR)}{R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(-ikt\cos\theta) v_1(t) dt + O(1/R^2),$$

и в ближней зоне [3], находим первое приближение:

$$p_{10}^{(e)} = AF(z)\rho\omega^2 w_{00} \tag{10}$$

Для нахождения второго приближения получаем краевую задачу

$$\Delta_\xi p_{20}^{(e)} = 0, \qquad \frac{\partial p_{20}^{(e)}}{\partial \xi} = A\rho\omega^2 (w_{10}^{(0)} + w_{10}^{(1)} \cos\phi + w_{10}^{(2)} \sin\phi).$$

Прогибы оболочки удовлетворяют замкнутым системам уравнений движения оболочки для гармоник с m=0,1

$$L_0 \vec{u}_{10}^{(0)} = -AF\rho\omega^2 \vec{\gamma} w_{00} \ln F(z),\ L_1 \vec{u}_{10}^{(1)} = 2\vec{\gamma} ikF(z) \sin\theta_0 \cos\varphi_0 \exp(ik_3 z), \tag{11}$$

$$L_1 \vec{u}_{10}^{(2)} = 2\vec{\gamma} ikF(z) \sin\theta_0 \sin\varphi_0 \exp(ik_3 z),$$

Для квадратичного члена разложения получаем выражение

$$p_{20}^{(e)} = -AF(z)\rho\omega^2 w_{10}^{(0)} \ln r + O(\varepsilon^3 \ln \varepsilon). \tag{12}$$

Здесь смещение $w_{10}^{(0)}$ связано с осесимметричным смещением w_{10} первым из рекуррентных соотношений (10). «Жесткая» (в отсутствие смещений оболочки) составляющая ближнего поля находится в виде

$$p_{20}^{(r)} = F^2(z)\left(\frac{i}{r}(k_x \cos\varphi + k_y \sin\varphi) + \ln r\left(ik_3 \frac{F'}{F} + \frac{k^2 - k_3^2}{2}\right)\right) \exp(ik_3 z) + O(\varepsilon^3 \ln \varepsilon) \tag{13}$$

Таким образом, ближнее поле определяется с помощью формул (10) - (13), в виде

$$p = \varepsilon p_{10}^{(e)} + \varepsilon^2 (p_{20}^{(e)} + p_{20}^{(r)}) + \varepsilon^2 \ln \varepsilon p_{21}^{(r)} \tag{14}$$

Диаграмму направленности рассеянного поля также можно представить в виде суммы «жесткой» и упругой составляющих

$$\Phi = \Phi^{(e)} + \Phi^{(r)}, \tag{15}$$

$$\Phi^{(e)} = \frac{\rho\omega^2}{2} \int_{-l/2}^{l/2} (\varepsilon w_{00}^{(0)} + \varepsilon^2 w_{10}^{(0)}) AF \exp(-ikt\cos\theta) dt,$$

$$\Phi^{(r)} = \frac{\varepsilon^2}{4} \{2k \sin\theta (k_x \cos\varphi + k_y \sin\varphi) \int_{-l/2}^{l/2} F^2 \exp(it(k_3 - k\cos\theta)) dt -$$

$$\int_{-l/2}^{l/2} ((k^2 - k_3^2)F^2 + 2ik_3 FF') \exp(it(k_3 - k\cos\theta)) dt\} + O(\varepsilon^3 \ln \varepsilon).$$

Отметим, что в работе [4] рассмотрен более высокий диапазон частот, поэтому диаграмма направленности содержит весь спектр гармоник. В работе [5] использован аналогичный метод для упругой оболочки, описываемой уравнениями Ламе.

Рассмотрим теперь случай неоднородной среды с волноводными свойствами. Пусть в декартовой системе координат (x, y, z) водный слой $H_1 \geq x \geq 0$ имеет переменные по глубине плотность $\rho(x)$ и скорость звука $c(x)$. Предполагается, что на некоторой глубине скорость имеет минимум. При $H_2 \geq x > H_1$ расположен упругий неоднородный слой с переменной плотностью $\rho_1(x)$ и параметрами Ляме $\lambda_1(x)$ и $\mu_1(x)$. При $H_2 \geq x > H_1$ расположено упругое полупространство с постоянными ρ_2 , λ_2 и

μ_2. Пусть на упругую оболочку S, расположенную в водном слое, падает нормальная волна с вещественным волновым числом α_n

$$p_{ins} = H_0^{(1)}\left(\alpha_n |r_1 - r_1'|\right) p(\alpha_n, x) \,. \tag{16}$$

Здесь (x, r_1, θ) - цилиндрическая система координат с центром x_0, совпадающим с центром оболочки, $|r_1| = \left(y^2 + z^2\right)^{\frac{1}{2}}$, $|r_1'| = \left(y'^2 + z'^2\right)^{\frac{1}{2}}$ - расстояние от источника падающей волны до центра S; $p(\alpha_n, x)$ - собственная функция поперечного сечения, соответствующая волновому числу α_n, $H_0^{(1)}$ - Функция Ханкеля первого рода.

Рассеянное поле удовлетворяет уравнению

$$\rho div\left(\frac{1}{\rho} gradp\right) + \frac{\omega^2}{c^2} p = 0\,,\ x \notin S\,, \tag{17}$$

и краевым условиям (2) на поверхности S.

Решения задачи будем искать аналогично случаю для однородного уравнения Гельмгольца (1). Так как в уравнение (17) входят переменные коэффициенты, то в цилиндрической системе координат (r, φ, z), связанной с осью вращения S, уравнение (17) можно представить в виде

$$\left(\Delta + \Delta_\rho + \frac{\omega^2}{c^2}\right) p = 0\,. \tag{18}$$

Здесь $\Delta = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа в цилиндрической системе координат, $\Delta_\rho = \frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\rho}\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \varphi}\right)$. В случае стратифицированной по оси x среды имеем, $p = p(r\cos\varphi), c = c(r\cos\varphi)$, $\Delta_\rho = \frac{\rho'}{\rho}\left(\cos\varphi r\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin\varphi}{r}\frac{\partial}{\partial \varphi}\right)$,

где ρ' - производная плотности по аргументу. Сделаем замену переменных $\xi = r/\varepsilon$ и запишем уравнение (18) в ближней зоне для жесткой составляющей рассеянного поля

$$\left(\frac{1}{\varepsilon^2}\Delta_\xi + \frac{1}{\varepsilon}\Delta_{\rho\xi} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2(x)}\right) p^{(r)} = 0\,, \tag{19}$$

где $\Delta_\xi = \frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi\frac{\partial}{\partial \xi}\right) + \frac{1}{\xi^2}\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$, $\Delta_{\rho\xi} = \frac{\rho'}{\rho}\left(\cos\varphi\frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\sin\varphi}{\xi}\frac{\partial}{\partial \varphi}\right)$.

Будем искать решение уравнения (19) в виде

$$p^{(r)} = \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon^m \left[p_{m0}(\xi, \varphi, z) + \ln\varepsilon\ \ p_{m1}(\xi, \varphi, z)\right] \tag{20}$$

После подстановки (20) в (19) получаем рекуррентную систему уравнений Пуассона

$$\Delta p_{1i} = 0,\ \ \Delta p_{2i} = -\Delta_{\rho\xi} p_{1i},\ \ \Delta p_{3i} = -\Delta_{\rho\xi} p_{2i} - \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 + \Delta_{\rho\xi}\right) p_{1i}, \ldots; \text{i=0,1.} \tag{21}$$

Процедура нахождения краевых условий для системы (21) зависит от координат расположения источника. В случае ближнего источника падающую волну представляем по формуле Графа в виде расходящейся системы цилиндрических волн. Затем разлагаем функции Ханкеля в ряды по степеням ε и, переходя к внутренним переменным, получаем необходимые краевые условия во внутренних переменных. Затем производим суммирование. Более простым является случай удаленного источника. Тогда для преобразования аргумента функции Ханкеля можно использовать малый параметр

($|r_1|/|r_1'| << 1$). Используем разложение $|r - r'| = |r'| + |r_1|\cos(\theta - \theta_0) + O(|r_1|^2/|r_1'|^2)$), где $\theta_0 = arctg(y'/z')$, $\theta = arctg(y/z)$, (угол θ_0 является аналогом угла скольжения для цилиндрической волны вдоль оси z). Теперь, на основании асимптотик функций Ханкеля можно записать падающую волну и ее нормальную производную во внутренних переменных и получить краевые условия для членов ряда внутреннего разложения. Таким образом, получается замкнутая цепь краевых задач для рекуррентной системы уравнений Пуассона (21).

Аналогично случаю однородной среды, главный член асимптотики ищется в виде потенциалов простого и двойного слоев, сосредоточенных на отрезке [-l/2,l/2]. Например, плотность потенциала простого слоя можно представить в следующем виде

$$\nu = 2\pi FAi\alpha_n p(\alpha_n, x)(F'\cos\theta_0 - \frac{i\alpha_n}{2} F\sin^2\theta_0).$$

В результате, находим главный член асимптотики «жёсткой» составляющей рассеянного оболочкой поля

$$p^{(r)} = \frac{1}{\pi}\sum_{\alpha_m \in R^+} \left(\alpha_m \alpha_n |r\ \|r'|\right)^{-1/2} e^{i\left(\alpha_m|r_1| + \alpha_n|r_1'|\right)} p(\alpha_m, x)$$

$$\int_{-l/2}^{l/2} \left\{\alpha_n p(\alpha_m, x_0) p(\alpha_n, x_0)\left[\alpha_m S(z')\sin\theta\sin\theta_0 - \alpha_n S(z')\sin^2\theta_0 - iS'(z')\cos\theta_0\right]\right\}$$

$$\exp\left[i\left(a_n z'\cos\theta_0 - a_m z'\cos\theta\right)\right] dz' \ ,$$

где $S = \pi\varepsilon^2 F^2(z)$ - площадь поперечного сечения оболочки.

Аналогичную процедуру производим и для нахождения упругой составляющей рассеянного поля. В результате получаем выражение для главного члена асимптотики

$$p_1^{(e)} = \rho\omega^2 \sum_{\alpha_m \in R^+} \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha_m|r|}}\, p(\alpha_m, x_0) p(\alpha_m, x) e^{i(\alpha_m|r_1| - \pi/4)} \int_{-l/2}^{l/2} AF w_{\circ\circ}(z) e^{-i\alpha_m z'\cos\theta} dz'.$$

Здесь $w_{\circ\circ}(z')$ - прогиб осесимметричной гармоники оболочки, являющийся решением краевой задачи для оператора теории упругих оболочек (3). Отделяя угловую зависимость, получаем замкнутую краевую задачу для уравнений движения гармоник оболочки:

$$\frac{d\overline{V}^{(m)}}{dz} = D^{(m)}(z)\overline{V}^{(m)} + \overline{g}^{(m)}, \quad -1/2 < z < 1/2, \tag{22}$$

где новая безразмерная независимая переменная z/l обозначена через z; $\overline{V}^{(m)} = \|V_1, V_2, ..., V_8\|^t$, знак t означает транспонирование, $V_1^{(m)} = u_1^{(m)}/d$, $V_2^{(m)} = u_2^{(m)}/d$ - тангенциальные (продольная и поперечная) безразмерные компоненты вектора смещений оболочки гармоники номера m, $V_3^{(m)} = w^{(m)}/d$ - прогиб; остальные компоненты вектора $\overline{V}^{(m)}$ являются составляющими изгибающих моментов и перерезывающих сил; $D^{(m)}$ - (8x8) - матрица для $m \neq 0$ и (6x6) - матрица для m=0. В частности, для осесимметричной гармоники, матрица $D^{(0)}$ является гамильтоновой и имеет следующую структуру

$$D^{(0)} = \begin{Vmatrix} Q & \mathrm{T} \\ R & -Q^t \end{Vmatrix},$$

Q, R, T - (3x3)- матрицы: $\mathrm{T} = diag\left\| T_{11}, 0, \frac{12T_{11}}{\varepsilon_1^2} \right\|$, $T_{11} = \frac{A(z)(1-\nu^2)}{\varepsilon F(z)}$;

$$R_{11} = \frac{R_2}{\varepsilon}\left[\left(\frac{\varepsilon F'}{R_2}\right)^2 - q^2\right], R_{21} = R_{12} = -\frac{F'}{R_2} \quad , \quad R_{22} = \frac{R_2}{\varepsilon}\left(\frac{1}{R_2^2} - q^2 + B(z)\right),$$

$$R_{32} = R_{23} = 0, \quad R_{33} = \varepsilon\varepsilon_1^2 \frac{(F'(z))^2}{12R_2^2} \quad ;$$

$$Q = \left\| \begin{matrix} \frac{-\nu F'(z)}{F(z)} & \frac{\nu}{\varepsilon F(z)} - \frac{\varepsilon F''(z)}{A^2(z)} & 0 \\ \frac{\varepsilon F''(z)}{A^2(z)} & 0 & \frac{A(z)}{\varepsilon} \\ 0 & 0 & \frac{-\nu F'(z)}{F(z)} \end{matrix} \right\|;$$

$$q = \omega d / c_p \quad , \quad B = -\frac{\rho c q R_2 H_m(\mathrm{q})}{\rho_p c_p \varepsilon\varepsilon_1 H_m'(\mathrm{q})} \quad , \quad A = \sqrt{1+\varepsilon^2 F} \quad , \quad R_1 = -\frac{A^3}{\varepsilon^2 F''} \quad , R_2 = AF \quad .$$

Все компоненты вектор-функции $\bar{g}^{(0)} = \|g_1, g_2, ..., g_6\|$, описывающей внешнюю нагрузку в системе (22), равны нулю, за исключением $g_3 = \sqrt{\frac{2}{\pi\alpha_n \left|r_1'\right|}} e^{i\left(\alpha_n \left|r_1'\right| + \alpha_n z' \cos\theta_* - 3\pi/4\right)}$.

Отметим, что система уравнений (22) является системой сингулярных обыкновенных дифференциальных уравнений с двумя особыми точками $z = \pm\frac{l}{2}$, являющимися полюсами оболочки. В особых точках, следуя теории сингулярных дифференциальных уравнений, необходимо задать краевые условия, зависящие от формы куполов оболочки. Для каждой функции $F(z)$ требуется специальное исследование постановки и переноса краевых условий из особых точек. В работе [2], рассмотрен случай полусферических куполов, а также изложены основы переноса краевых условий из особых точек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольденвейзер А.Л., Лидский В.Б, Товстик П.Е. Свободные колебания тонких упругих оболочек. М.:Наука, 1979. — 389с.
2. Абрамов А.А., Конюхова Н.Б., Парийский Б.С., Курочкин С.В., Приходько В.Ю. Численные исследования осесимметричных свободных колебаний в вакууме и в сжимаемой среде вытянутой цилиндрической оболочки с полусферическими куполами // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1993. —Т.33—. №10. — С.1550-1580.
3. Федорюк М.В. Рассеяние звуковых волн тонким акустически жестким телом вращения //Акуст. журн. —1981. —Т.27. . —№4. —С.605-609.
4. Приходько В.Ю.. Дифракция звука на вытянутых тонких упругих оболочках вращения// Акуст. журн. — 1987. — Т.33, №1. — С.83-87.
5. Бойко А.И., Максимова Н.О. Дифракция плоской звуковой волны на оболочке вращения // Акуст. журн. — 1988. — Т.34, №1. — С.40-43.

СЕКЦИЯ – Ультразвуковые технологии

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН
В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБАХ
Римлянд В.И., Драчёв К.А. 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ПРОЦЕСС ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ АЛЮМИНИЯ
Ливанский А.Н., Нигметзянов Р.И., Чендаров А.С. 8

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА НИЗКОЧАСТОТНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ СТЕРЖНЕВЫХ ИНСТРУМЕНТОВ-КОНЦЕНТРАТОРОВ С РАБОЧИМИ ОКОНЧАНИЯМИ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ
Квашнин С.Е. Лобачев А.А. 14

ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОТНЫХ ЗУБНЫХ КЕРАМИК
Мороков Е.С., Левин В.М, Лебеденко И.Ю., Анисимова С.В., Подзорова Л.И.,
Ильшева А.А., Березина С.И. 19

О ДВИЖЕНИИ ТЕЛ ПО КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ
Неверов А.Н. 27

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ МЕТОДАМИ АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ
Левин В.М., Петронюк Ю.С., Беллуччи С., Кижур П. 33

АКУСТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ
Петронюк Ю.С., Мороков Е.С., Левин В.М., Зеленов В.И. 41

ДВУМЕРНЫЕ ПЬЕЗОМАТРИЦЫ С ИНТЕГРАЛЬНЫМ ПЗС КОММУТАТОРОМ СИГНАЛОВ ДЛЯ СИСТЕМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙВИЗУЛИЗАЦИИ
Свет В.Д., Чернокожин В.В., Завадский Ю.И., Выдревич М.А. 46

О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ОБЪЕКТОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В РАСПЛАВЛЕННЫХ МЕТАЛЛАХ
Свет В.Д., Дементьев Д.А., Галутин В.З. 53

РОЛЬ ВЯЗКИХ ВОЛН В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ ПО СХЕМЕ ТОНКОГО СЛОЯ (НА ПРИМЕРЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ МАТЕРИАЛОВ)
Павловский А.С., Пугачев С.И., Семенова Н.Г. 60

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ АЗОТИРОВАНИЯ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ УПРОЧНЯЮЩЕЙ ОБРАБОТКОЙ
Данилин И.В., Сундуков С.К., Фатюхин Д.С. 68

АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ ДВОЙНОГО МОЛИБДАТА И ВОЛЬФРАМАТА НАТРИЯ ВИСМУТА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ
Хусравбеков Л., Холов А., Чарная Е.В. 74

СОНОХИМИЧЕСКИЙ РЕАКТОР С СИММЕТРИЧНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ И НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИМ (ФАЗОВЫМ) УПРАВЛЕНИЕМ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ
Шленская Т.В., Баулина Т.В., Красуля О.Н., Шестаков С.Д., Ринк Р.. 80

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КООРДИНАТНОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ИНТЕНСИФИАЦИИ ПРОЦЕСА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОЧИСТКИ
Приходько В.М., Шеина А.Е., Юдаков Е.Г. 94

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБАХ

Римлянд В.И., Драчёв К.А.

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

E-mail: riml@pnu.edu.ru

В работе приведены результаты экспериментальных исследований дисперсионных свойств волновода в виде трубы. В качестве объектов исследования использовались стальные трубы диаметром 100 мм длиной до 2 метров, толщиной 4 мм. Проводились измерения скорости звука и коэффициента затухания для основных типов ультразвуковых волн, распространяющихся в металлическом сечении трубы. Измерения частотных зависимостей (30-1000 кГц) скорости звука и коэффициента затухания проводились на основе изучения распространения параметров одиночных и радиоимпульсов, при этом использовались пьезодатчики с различным углом ввода. Получены зависимости акустических характеристик для различных условий: длины трубы; заполнения жидкостью; наличия наружной изоляции.

Одним из способов неразрушающего контроля герметичности протяженных участков линейной части магистральных трубопроводов является акустический метод.Акустическая модель подобных трубопроводов представляет собой упругий волновод в виде трубы, заполненной жидкостью, наружная поверхность которой нагружена на внешнее пространство (грунт и прочее). Основной трудностью возникающей при работе с данным методом контроля является анализ акустического поля.

Вопросам распространения звука в трубах посвящен целый ряд работ.Так в работе [2], при рассмотрении задачи о распространении нормальных волн в круглых трубах, отмечается, чтов узкой неограниченной трубе могут существовать свободные гармонические волны произвольной частоты, как бегущие, так и стоячие. В конечном отрезке трубы, возможны стоячие волны и притом только определенных дискретных частот.В работе [3] описываются дисперсионные свойства осесимметричных нормальных волн в полом упругом цилиндре, заполненном идеальной сжимаемой жидкостью. Для упругого цилиндра с жидкостью характерным является наличие двух дисперсионных ветвей, которые описывают свойства нормальных волн, распространяющихся при любой частоте. Одна из них соответствует волне в жидкости без дисперсии, вторая соответствует низшей дисперсионной ветви пустого цилиндра. Все остальные нормальные волны характеризуются конечным значением частоты запирания. Взаимодействие волновых движений в жидкости и цилиндре при формировании нормальной волны проявляется только в окрестности точек, где фазовые скорости нормальных волн в пустом цилиндре и волноводе с жидкостью совпадают. При этом формируются волны, групповые скорости которых существенно отличаются от групповых скоростей волн в жидкости и цилиндре. Вдали от таких точек наблюдаются чисто упругие или чисто жидкостные волны.

Для изучения дисперсионных характеристик был создан специальный измерительный стенд (рис. 1) [6]. Экспериментальные исследования проводились с использованием стальных водогазопроводных труб (ГОСТ 3262-75) диаметром 114,5 мм, толщиной стенки 4,5 мм, длиной 1 м, 2 м и 0,25 м. Также возможно наполнение внутреннего пространства трубы различными жидкостями под атмосферным давлением.

В качестве основы измерительного стенда используется архитектура на базе персонального компьютера со встроенными платами цифрового двухканального осциллографа Bordo B-222 под управлением операционной системы MicrosoftWindows.

Измерительный стенд выполнен на базе стационарной 19″ стойки, в которую смонтированы персональный компьютер, панель коммутации, цифровой осциллограф TektronixTDS 1002, усилительные блоки приемного и возбуждающего трактов, а также плат модуля цифро-аналогового преобразователя LTR 34-8 и модуля аналого-цифрового преобразователя E14-440M фирмы L-Card, подключенных по шине USB2.0.В качестве блоков усиления приемного тракта используются широкополосный усилитель (ШУ), высокочастотный усилитель У3-29 и селективный усилитель У2-8. В возбуждающем тракте используется оригинальный высоковольтный предварительный усилитель (ВУ).

В качестве излучателей и приёмников ультразвуковых сигналов использовались одинаковые по конструкции ультразвуковые датчики (пьезоэлектрические преобразователи): раздельно-совмещенный с максимумом полосы пропускания 1,25 МГц, совмещенный от дефектоскопа УД-10П, а также наклонные совмещенные датчики с максимумом полосы пропускания 1,25 МГц и углами наклона 30, 40, 50, 90°.Пьезоэлектрические датчики укрепляются на поверхности трубы с использованием контактной жидкости.

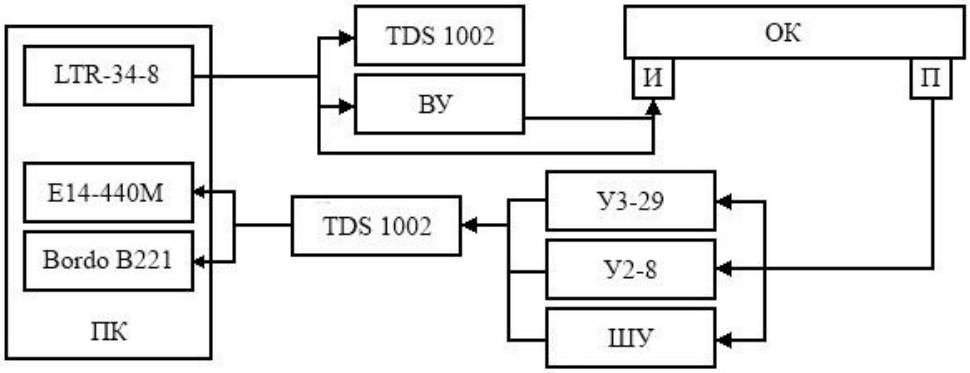


Рис. 1. Блок-схема измерительной системы

Для управлениякрейтами приема и возбуждения ультразвуковых импульсов разработано специализированное программное обеспечение, а также используются готовые программные решения поставляемые производителем, что позволяет осуществлять генерацию посредством платы модуля LTR34-8 различных по форме сигналов: одиночный импульс, «радиоимпульс» (амплитудно-модулированный меандром синусоидальный сигнал), синусоидальный сигнал, а также проводить предварительную обработку акустических сигналов.Результатом работы системы являются цифровые осциллограммы сигналов в виде зависимости уровня напряжения от времени. При возбуждении акустической волны в материале труб используется амплитудно-модулированный сигнал в виде «радиоимпульса» (рис. 2б) постоянной амплитуды (9 В) и длительности (50 мкс). Несущая частота радиоимпульса изменяется в диапазоне от 30 до 500 кГц.

Использование в качестве возбуждающего сигнала в виде радиоимпульса обусловлено тем, что регистрируемый сигнал от приемного пьезодатчика менее подвержен посторонним шумам по сравнению с сигналом, возбужденным прямоугольным импульсом (рис. 2а), в нем легко различимы переотраженные волны. Это хорошо видно из рис. 2. Кроме этого, акустический сигнал имеет большую по величине амплитуду.

В трубопроводе согласно теоретическим исследованиям могут существовать практически все известные типы ультразвуковых волн: объемные (продольные и поперечные), поверхностные и нормальные волны. Однако не все их можно зафиксировать при проведении экспериментального исследования. На формирование

определенного набора волн в трубе может повлиять не только способ возбуждения и регистрации волн в трубе, но форма волновода.

Определение скорости распространения волн производилось по их времени прихода с учетом величины временной задержки в электронном тракте измерительной системы. Время начала ультразвукового импульса фиксировалось по превышению над уровнем фона сигнала на заданную величину (порядка 5% фона).

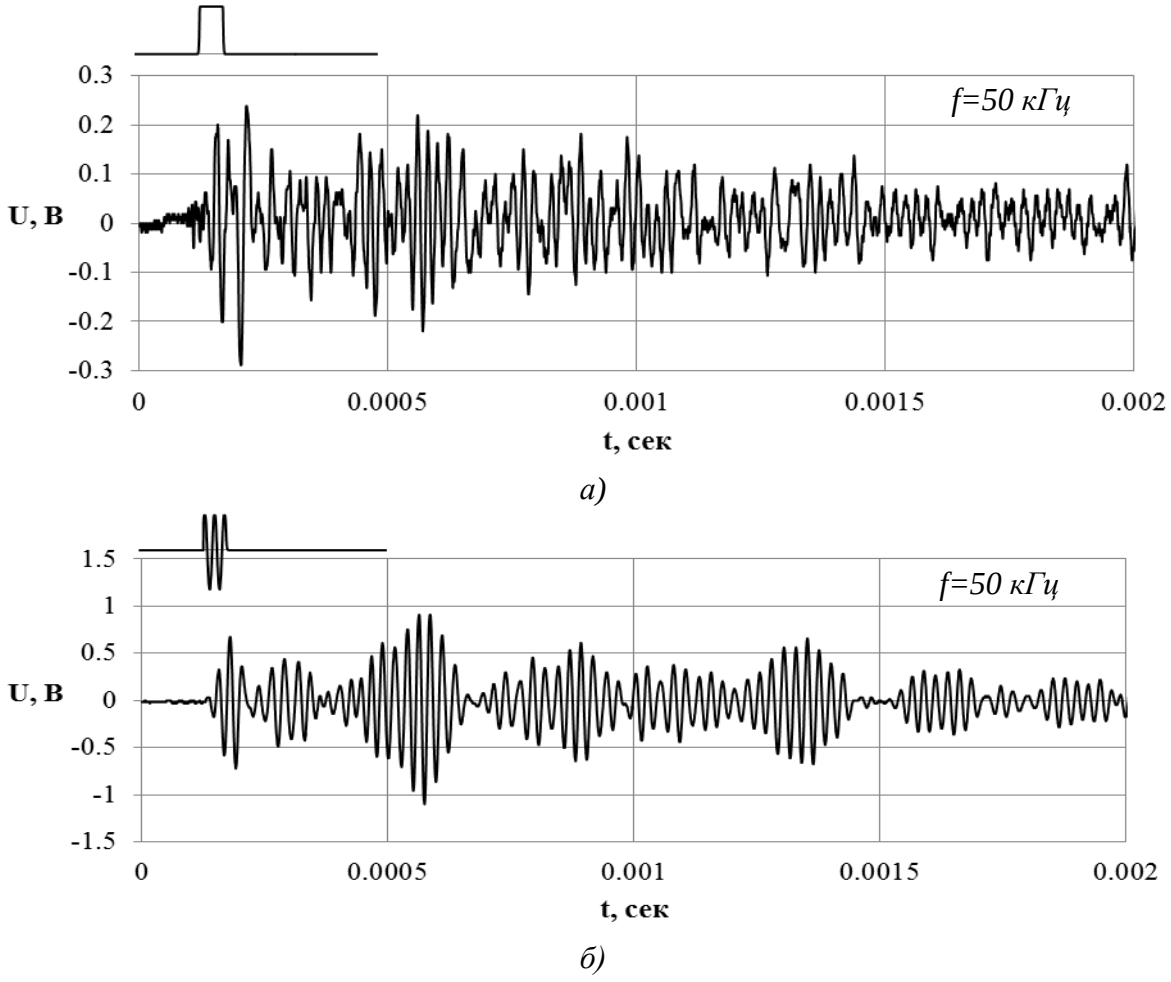


Рис. 2. Осциллограммыакустических сигналов, возбуждаемых в волноводеодиночнымимпульсом (а) и радиоимпульсом (б)

Так при использовании для возбуждения волны пьезопреобразователя с углом наклона 40° в трубе длиной 2 м формируется продольная волна (индекс 1 на рис. 3а) со скоростью распространения порядка 5490 м/с, отсутствующая в трубе длиной 1 ми менее на той же частоте (рис. 3б). Волна, отмеченная на рис. 3 индексом 2, представляет собой поперечную волну со скоростью 3240 м/с.При анализе акустического сигнала, изображенного на рис. 3а, также можно выделить распространяющуюся со скоростью 2620 м/с поверхностную волну (индекс 3). Полученные данные для скоростей с некоторой погрешностью совпадают с литературными данными для углеродистой стали[1, 4, 5].

При использовании в качестве излучающих элементов прямых пьезоэлектрических преобразователей, закрепленных на торце трубы, в ней распространяется преимущественно продольная волна, дисперсионная характеристика скорости распространения которой представлена на рис. 4 и имеет близкую клинейной форму. В области частот 30-220 кГц скорость распространения волны в трубе длиной

0,25 м имеет существенное отклонение по величине от скоростей в трубах длиной 1 и 2 м.

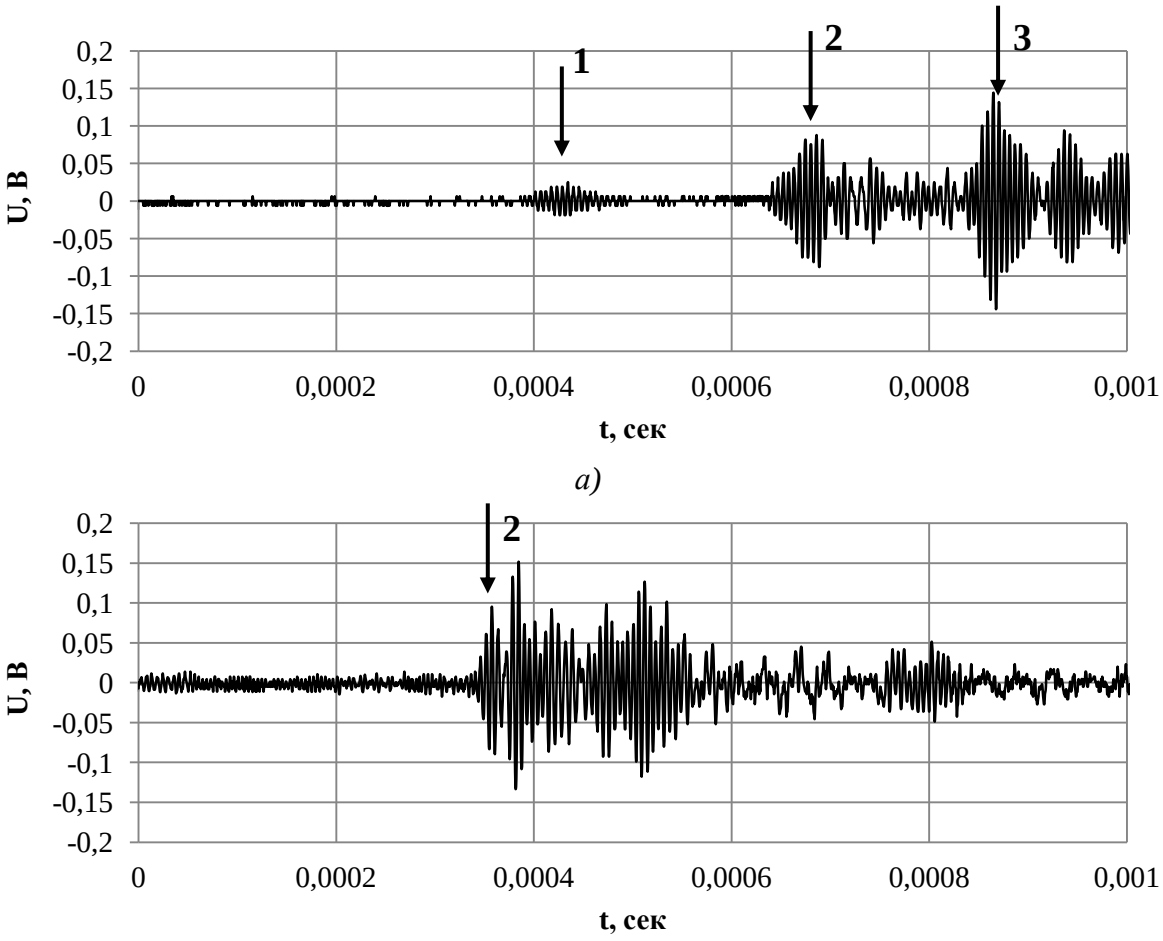


Рис. 3 Осциллограммы акустических сигналов в трубе(f=180 кГц)

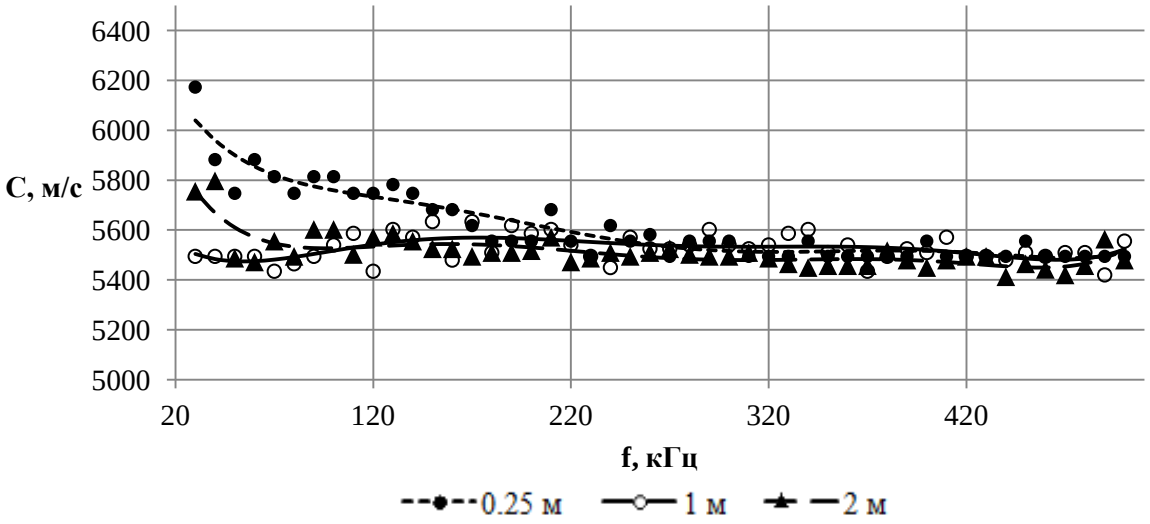


Рис. 4 Дисперсионная характеристика продольной волны

Использование в качестве излучающих элементов пьезоэлектрических наклонных элементов с углом наклона 30°, закрепленных на поверхности трубы, изменяет общую форму графика зависимости скорости распространения первой

пришедшейволны в трубе (рис. 5). В модели трубопровода до определенной «частоты среза» преимущественно распространяется поперечная волна, затем происходит трансформация волны. В акустическом сигнале можно выделить распространение головной волны. Дисперсионные характеристики волн для всех труб имеют сходную форму, однако, частота при которой начинает формироваться головная волна сдвигается в высокочастотную область с увеличением длины трубы.

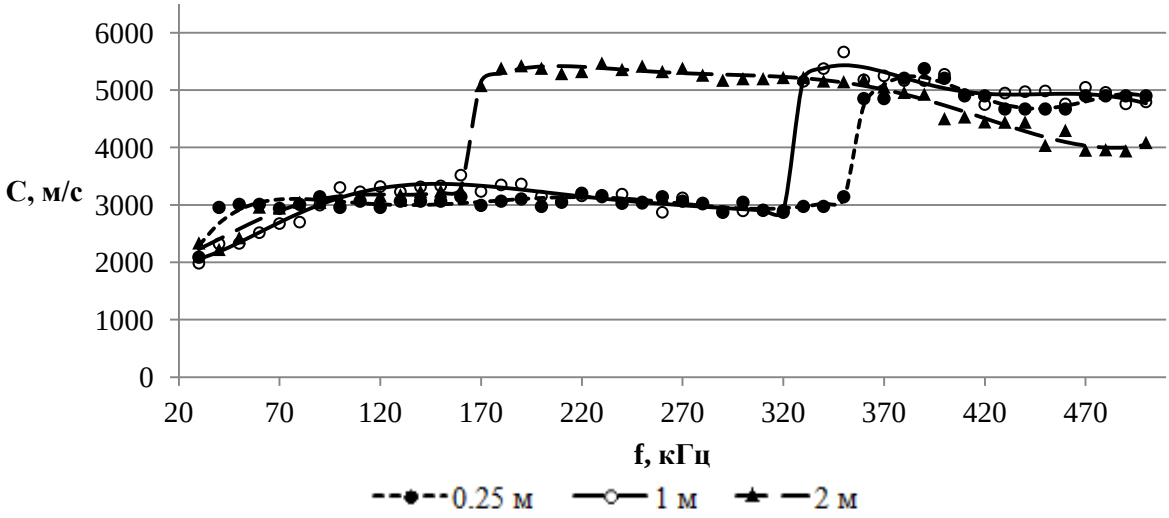


Рис. 5 Скорость первой пришедшей волны

Дальнейшее увеличение угла ввода пьезоэлектрического датчика до 40° существенно вид дисперсионной характеристики не меняет, однако в акустическом сигнале можно выделить распространяющуюся после трансформации поверхностную волну. При угле ввода 50° вид дисперсионной характеристики сходен с ее формой при 40°, однако, имеются и свои особенности. Для трубы длиной 1 м характерно отсутствие трансформации волны в диапазоне 30-500 кГц.В случае трубы длиной 2 мувеличение угла ввода сдвигает «частоту среза», при которой происходит трансформация волны. При этом, анализируя акустический сигнал можно легко выделить две наиболее значимые волны в трубе и построить их дисперсионные характеристики. В первую очередь хорошо различима распространяющаяся поверхностная волна, а также распространяющаяся головная волна.

Сравнение существующих теоретических моделей с результатами практического эксперимента возможно провести только на качественном уровне, т.к. при построении математической модели используются условия отличные от реальных условий проведения эксперимента. В ходе проведения эксперимента были получены значения скорости звука и коэффициента затухания для труб различной длины, которые имеют значение близкое к литературным данным. Коэффициент затухания лежит в пределах порядка 1,5 дБ/м для труб, не заполненных водой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алешин Н.П. Методы акустического контроля металлов.М.: Машиностроение, 1989. – 456 с.
2. Лепендин Л.Ф. Акустика. М.: Высш. шк., 1978. – 448 с.
3. Гринченко В.Т., Комиссарова Г.Л. Распространение волн в полом упругом цилиндре с жидкостью // Прикладная механика. – 1984. – Т. 20. – №1. – С. 21-26.
4. Olympus NDT. Introduction to Phased Array Ultrasonic Detection. USA, Waltham, 2004.
5. Drury J.C. Ultrasonic flaw detection for technicians. 3rd edition. Silverwing Limited, Llandarcy, 2004.
6. Римлянд В.И., Драчёв К.А., Савченко В.В. Информационно-измерительная система для исследования распространения акустических волн в модели трубопровода. Материалы XII региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные

исследования, образование» (28-31 октября 2013 года). – Хабаровск: Изд-во ТОГУ, 2013. – 365 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ПРОЦЕСС ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ АЛЮМИНИЯ

Ливанский А.Н., Нигметзянов Р.И., Чендаров А.С.

Московский автомобильно-дорожный государственный технический университет (МАДИ), Москва
Тел.: (499) 1550868

E-mail: lefmo@ya.ru

Основной из задач стоящих перед машиностроительной отраслью является снижение массы и удельной материалоемкости изделий. Основным способом достижения данной цели является производство деталей и узлов из алюминия. Однако промышленное применение алюминия ограниченно вследствие его низких прочностных характеристик и низкой износостойкости. Анализ существующих проблем в данной области, а также результаты исследования ультразвукового воздействий на различные процессы обработки металлов показали, что в настоящее время основным способом повышения свойств деталей из алюминия является изменение свойств поверхностного слоя деталей путем травления. Работа описываемая в этой статье направлена на изучение перспектив применения ультразвука для повышения эффективности химической обработки алюминия.

Постоянное развитие техники повышает требования к качеству изготовляемых и восстанавливаемых деталей из-за увеличения нагрузки, работы техники условиях более агрессивной окружающей среды и работ в знакопеременных температурных интервалах. Так как в совокупности эти факторы оказывают разрушающее воздействие на поверхности оборудования дорожно-строительной и транспортной техники и приводят к коррозии и образованию концентраторов напряжений (как следствие – это истончение металла, трещины на микро- и макроуровнях, нарушение геометрии детали и её геометрической неизменяемости), возникает необходимость в улучшении качества узлов в целом и отдельных деталей в частности. Одним из способов такого улучшения является увеличение прочностных и геометрических (шероховатость) характеристик поверхностного слоя деталей. Обеспечения таких характеристик может быть достигнуто только использованием окончательных и финишных методов обработки. Состояние поверхностного слоя материала в дальнейшем определяет долговечность и надежность элементов узла и механизма в целом.

В качестве одного из исследуемых материалов выбран алюминий, а также его сплавы. Выбор в качестве объекта исследований алюминия обусловлен тем, что ценность любого металла определяется тремя характеристиками: его прочностью, его объемным весом и его стойкостью к атмосферным условием (антикорродийной устойчивостью). Алюминий обладает такими характеристиками, какими до него не обладал ни один из известных момент его открытия металлов. При очень малом для металлов объемном весе алюминий показал довольно высокие эксплуатационные характеристики в тоже время обладая хорошей пластичностью, что позволяло довольно легко придавать ему любые формы. И кроме всего прочего он оказался не только устойчивым к коррозии, но и показал высокую устойчивость вообще к агрессивным средам.

В настоящее время алюминий и его сплавы получили широкое распространение практически во всех сферах промышленности и их область их применения постоянно расширяется. Основная доля этого металла идет на строительство: сегодня ни один небоскреб, ни одно здание не обходится без алюминиевых конструкций, которые выполняют самые разные функции, даже несущие, легкие металлические конструкции используются при возведении многих промышленных цехов, ангаров, складских помещений и большепролетных сооружений, основная область применения алюминия в строительстве это различные виды профиля в первую очередь витринного или оконного профиля, так как технология выдавливания, позволяет получить любую

форму прутка.Широкое применение алюминий находит в машиностроении. В первую очередь при производстве деталей двигателя, например поршней (рис. 1).

Рис. 1. Алюминиевый поршень, покрытый сплавом PC 9

На рис.1 представлен поршень из алюминия обладающий повышенной износостойкостью. Сплав PC 9 содержит высокий процент вольфрама, что сокращает трение и изнашивание поршней, а также является проводником и рассеивает высокую температуру вокруг поршня. Это определяет его использование в технике, отличающейся высоким износом механизмов.

Большое значение замена черных металлов более легкими цветными, в частности алюминием и его сплавами имеет для снижения удельной материалоемкости изделий. Хотя алюминий и дороже стали, однако экономия по массе при его использовании достигает 60%. Поэтому алюминиевые конструкции могут быть дешевле стальных. Кроме снижения материалоемкости большое значение имеет уменьшение трудоемкости изготовления деталей из алюминиевых сплавов, так как обрабатывать и монтировать их намного легче стальных.

Разработка методов улучшения свойств поверхностного слоя деталей изготовленных из алюминия невозможна без анализа требований предъявляемых ним и условий их работы. Также важным фактором является оценка свойств самой поверхности алюминия перед ее дополнительной обработкой. Требования предъявляемые у деталям во многом определяются характером работы и как следствие их износа.

Естественный износ включает различные явления (трещинообразование, разгар, истирание, смятие) и различают три его стадии: приработки; установившегося износа; прогрессирующего износа, которая сопровождается появлением борозд, выкрашиванием более крупных, чем обычно, частиц металла, углублением и расширением отдельных трещин.

Износ определяют следующие факторы:

1. Образование трещин. Многократно повторяющиеся напряжения ниже предела текучести приводят к сетке разгара. Опасные растягивающие напряжения появляются при охлаждении детали, поэтому высокий нагрев её недопустим. Для

повышения разгаростойкости необходимо снижать максимальные тепловые напряжения, которые возникают в первый момент охлаждения;

2. Истирание. Истирание прогрессирует при появлении сетки разгарных трещин;

3. Деформация (смятие). Под влиянием местного разогрева и больших давлений материал детали в отдельных местах подвергается оплыванию, смятию и другим деформациям, ведущим к искажению формы полости.

Однако расширению сферы практического использования алюминиевых сплавов для изготовления корпусных деталей и разнообразных пар трения препятствует несоответствие высоким технологическим требованиям таких его эксплуатационных характеристик, как недостаточная твердость и низкая износостойкость. Устранение этих недостатков связано с улучшением состава и качества поверхностных слоев изделий, а также с возможностью применения современных методов поверхностной обработки алюминия (рис. 2).

Рис. 2. Образцы алюминиевых прутков подвергнутых различной обработке

В настоящее время существует три способа повышения физико-механических и эксплуатационных характеристик используемых в промышленности материалов:

1) разработка новых высокопрочных сплавов;

2) поверхностное легирование используемых в промышленности сплавов. Этот способ позволяет использовать более дешевые малолегированные сплавы, а на поверхности получать за счет легирования требуемый комплекс физико-механических свойств. Поверхностное легирование можно проводить как через жидкую фазу, используя для этого, например, лазерный нагрев до оплавления, что вполне приемлемо для алюминиевого сплава, а также через твердую фазу - диффузионной хромирование, силицирование, борирование, цементация и другие методы химико-термической обработки. Однако, эти методы для алюминиевого сплава неприемлемы, так как они проводятся при температурах значительно выше температуры плавления алюминия;

3) нанесение на сплавы специальных износостойких, коррозионно-стойких и декоративных металлических покрытий, таких как гальванические, детонационные, газофазные из металлоорганических соединений и др.

Лазерная поверхностная обработка материалов [1] характеризуется рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами обработки, а именно: высокой производительностью труда, минимальными затратами энергии, возможностью локального упрочнения деталей. Бесконтактность обработки обеспечивает простоту автоматизации процесса упрочнения деталей сложной формы в труднодоступных местах поверхности.

Еще одним способов физико-химической обработки поверхностей алюминиевых деталей является химическая гравировка [2]. Химическая гравировка может быть применена для размерной обработки: уменьшения толщины металлических стенок деталей, увеличения диаметра отверстий или уменьшения диаметра стержней, болтов и штифтов.

Поверхность алюминия требует предварительной подготовки перед травлением. В качестве основных способов подготовки выступают: полировка, промывка водой с последующей сушкой.

Классификация способов травления алюминия представлена на рис. 3.

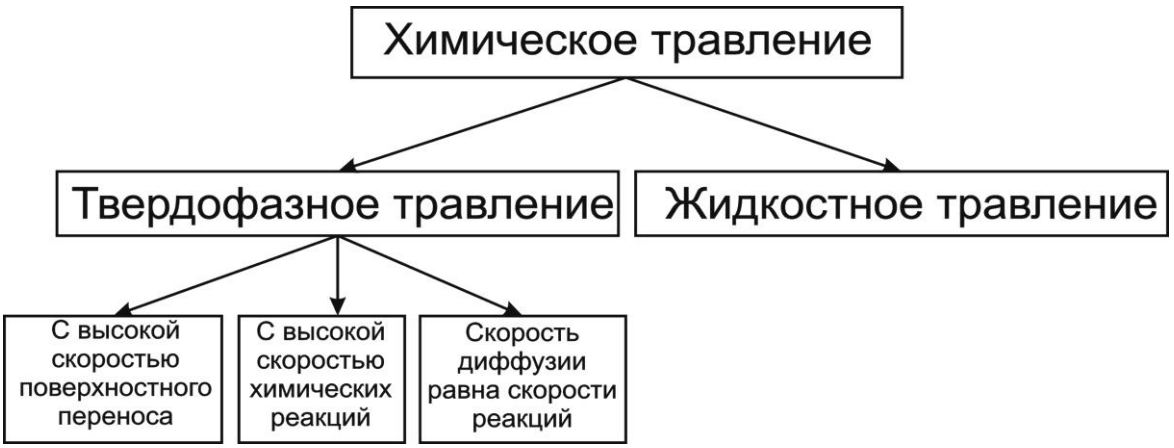


Рис. 3. Классификация основных способов травления алюминия

При твердофазном травлении в качестве используют кремний и его оксиды, нитриды и другие металлы. Алюминий в данном случае используется для межсоединений внутри кристалла, вместо чистого алюминия могут быть использованы его сплавы с кремнием и медью. Однако в качестве основного материала на первом уровне металлизации выступает алюминий. Слои оксидов кремния можно выращивать термически, наносить химическим способом или распылением, можно также легировать их фосфором или бором. Металлы используются в виде чистых или пассивированных пленок, сплавов, многослойных структур и интерметаллидов.

Другим типом травления является жидкостное травление металлов. Для него характерно возникновение значительного количества электрохимических процессов. Следует отметить, что на поверхности алюминиевых деталей присутствует естественный слой окисла.

Жидкостное травление алюминия отличается тем, что изделия подвергнутые такому типу травления имеют характерных уход краев на 1-2 мкм. Аналогичная величина погрешности характеризует расхождение в размерах партии изделий.

Значительное влияние на процесс жидкостного травления оказывает электрохимический потенциал на поверхности металла. Так для алюминия характерно, что при травлении его в щелочной среде при отсутствии других металлов и в их присутствии (что приводит к изменению потенциала на поверхности) время травления отличается в 7 раз, также при этом травлению подвергается и нижележащий слоя металла.

В ряде работ [3] на примере сталей показано, что при травлении сталей в ультразвуковом поле возникает ряд специфических процессов. В первую очередь это относится к изменению поверхностного потенциала. Так при классическом травлении стали в агрессивной среде, поверхностный потенциал стали отрицательный и он обеспечивает наводораживание поверхностных слоев стали. При этом при травлении с ультразвуком наводорожавание не происходит. Это связанно с тем, что в агрессивной среде под воздействием ультразвука на поверхности возникает положительные потенциал. В ряде работ [9] это связывают с электрическими процессами, имеющими место при ультразвуковой кавитации.

Электрические процессы возникают в кавитационной полости на первоначальной стадии ее образования и развития, для которой характерным является возникновение больших электрических напряжений. Наличие больших электрических напряжений вызывает электрический пробой кавитационной полости. Таким образом в первоначальной стадии образования полости в происходит постоянное движение электрических зарядов.

Если при разрыве сплошности среды в местах разряжения образуется не сферическая, а «чичевице» или линзообразная, то ионы, находившееся в полости жидкости, где образовалась линза, должны быть распределены по стенкам линзы. При этом наиболее вероятное распределение в линзе. Когда ионы одного знака располагаются на одной стороне полости, а другого на противоположной.

Такое расположение ионов обеспечивает возникновение в образовавшейся полости электрического поля, таким образом данную полость можно рассматривать как плоско параллельный конденсатор.

Согласно ряду работ одним из результатов возникновения электрического поля является эффект сонолюминисценции – свечения озвучиваемой жидкости в результате электрического пробоя в кавитационной полости.

В условиях электрического разряда в кавитационной полости должны возникнуть частицы большой энергии: ионизированные и возбужденные молекулы и ионы, свободные радикалы и т.д.

В дальнейшем в полости возникают эффекты относящиеся к области радиационной химии, которая рассматривает механизмы прямого действия ионизирующих излучений.

Следовательно, намечается сходство между ультразвуком и излучениями большой энергии. В случае облучения водных растворов ионизирующей радиацией действие последней направленно преимущественно на молекулы воды, находящиеся в жидкой фазе. При воздействии же ультразвуковыми волнами на водные растворы ионизация молекул воды осуществляется в газовой фазе, то есть в кавитационных полостях. Продукты расщепления ионизированных частиц воды непосредственно в кавитационной полости взаимодействуют между собой, или с газообразными веществами, диффундирующими в нее.

При этом в поле ультразвука протекают разнообразные химические процессы. К ним относятся явления окисления, восстановления распада и синтеза неорганических и органических веществ, полимеризация и деполимеризация и внутремолекулярные перегруппировки.

Описанные химические процессы в случае с травлением стали приводят к изменению её потенциала. Как известно сталь в кислой среде имеют равновесный отрицательный потенциал. При воздействии ультразвука и ультразвуковой кавитации на стальной образец, находящийся в сильно агрессивной среде, отрицательный поверхностный потенциал его изменялся во времени в положительную сторону (рис. 4). Поверхность образца по достижении определенного времени становилась заряженной положительно.

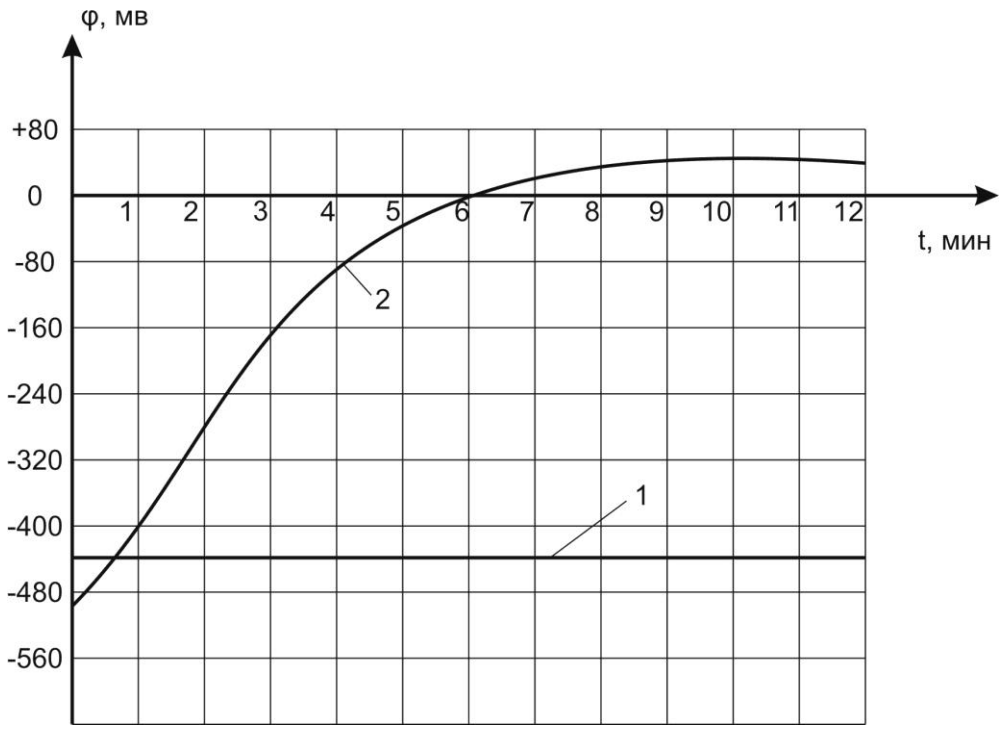


Рис. 4. Зависимость потенциала стального образца от времени выдержки в травильном растворе: 1 – химическое травление в растворе 10% HCl, 5% NaCl; 2 – ультразвуковое травление в рабочем растворе

При этом опыт ряда исследователей показал, что деполяризующий эффект ультразвука не зависит от материала обрабатываемой детали. Кроме того при неименной интенсивности ультразвука максимальный деполяризующий эффект наблюдается при непрерывном режиме озвучивания.

Описанный механизм изменения поверхностного потенциала стали в агрессивной среде под воздействием ультразвука, может быть реализован для деталей из алюминия и его сплавов. Таким образом, ультразвук может быть использован для интенсификации процессов электрофизикохимической обработки алюминия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров В.Д.Поверхностное упрочнение алюминиевых сплавов. Автореферат дис. док. техн. наук – М.: МАДИ, 2002. – 31 с.
2. http://text.tr200.biz/referat_nauka_i_tehnika/
3. Шибашов А.В. Интенсификация процессов пероксидного беления целлюлозосодержащих тканей ультразвуковыми полями. Автореферат дис. … канд. техн. наук – Иваново: ИГХТУ, 2010. – 20 с.

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА НИЗКОЧАСТОТНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ СТЕРЖНЕВЫХ ИНСТРУМЕНТОВ-КОНЦЕНТРАТОРОВ С РАБОЧИМИ ОКОНЧАНИЯМИ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Квашнин С.Е.[1], **Лобачев А.А.**[1,2]
[1)] *МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва*
[2)] *ООО "НТЦ Техносоник", Москва*

E-mail: Lobachev_Andr@mail.ru;

Описаны наиболее характерные типы рабочих окончаний сложной формы ультразвуковых инструментов-концентраторов стержневого типа, в частности ультразвуковых эндохирургических инструментов. Выведены формулы расчета геометрических характеристик поперечных сечений таких инструментов. Разработано программное обеспечение для расчета площади, статических моментов, осевых и центробежного момента инерции поперечных сечений таких инструментов.

Особенностью проектирования низкочастотных ультразвуковых инструментов-концентраторов для задач ультразвуковой хирургии является то, что чаще всего (а в эндоскопической и микрохирургии, травматологии, нейрохирургии, сосудистой хирургии, офтальмологии практически всегда) эти инструменты имеют рабочие окончания сложной формы (диссекторы, коагуляторы, скальпели, сверла, долота, фрезы, зонды, лопатки, бужи и т.п.), обусловленные их функциональным назначением (см., напр. [1]). Также эти концентраторы имеют конструктивные изменения геометрии технологического или эксплуатационного характера (поперечные, наклонные и осевые конические и цилиндрические отверстия, лыски, канавки, пазы, сегментные и призматические шпонки, отверстия и наружные усечения "под ключ", посадочные гнезда под крепежные элементы и т.п.), обусловленные особенностями проектирования, изготовления и сборки акустических узлов с концентраторами (см., напр. [2]).

При расчете режимов работы таких инструментов, совершающих как продольные, изгибные и крутильные, так и взаимосвязанные изгибно-продольные, продольно-крутильные или изгибно-продольно-крутильные колебания, достаточно хорошо зарекомендовали себя различные модели в рамках теории стержней (см., напр. [3,4]). Однако необходимость решения расчетных и оптимизационных задач с крайне жесткими ограничениями по ряду параметров (особенно по поперечным габаритам, потерям и потребляемой мощности) при проектировании акустических узлов, электроакустических преобразователей и инструментов требует существенного уточнения самих моделей из-за эффектов, обусловленных особенностями геометрии (напр., по типу [5,6]) и диктует повышенные требования в плане обеспечения точности расчетов к применяемым стержневым моделям, что автоматически требует обеспечения точности расчетов геометрических характеристик поперечных сечений с погрешностью не более 0,1%.

Как правило, поперечные сечения являются фигурами, образованными односвязными или многосвязными контурами, состоящими из отрезков прямых и дуг эллипсов (окружностей). Площадь поперечного сечения, статические моменты, осевые и центробежный моменты инерции, а также связанные с ними характеристики используются во всех основных расчетных моделях, поэтому точность определения

именно этих геометрических характеристик является наиболее значимым фактором, определяющим влияние геометрии. Так как номенклатура ультразвукового хирургического инструментария является очень большой и насчитывает сотни форм и типов рабочих окончаний, то является актуальной разработка универсальной методики расчета этих характеристик для общего случая – обобщенного многоугольника, состоящего из произвольно расположенных отрезков прямых и дуг эллипсов (окружностей).

Известны формулы расчета этих геометрических характеристик для ряда частных случаев [7-11], а также для контуров, состоящих из произвольно ориентированных отрезков прямых [13,14] и произвольно ориентированных отрезков прямых и дуг окружностей [2]. Но для случая контуров, состоящих из произвольно расположенных отрезков прямых и дуг эллипсов подобные формулы отсутствуют, расчеты ведутся методами R-функций [6,14,15] или вариационными методами [15,16], которые требуют очень громоздких расчетов и не всегда обеспечивают нужную точность получения результатов. Применение методов численного интегрирования позволяет достичь нужных результатов [17], однако такой подход затруднителен и приводит к большим издержкам, если расчет геометрических характеристик проводится на каждой итерации в процессе решения той или иной расчетной или оптимизационной задаче применительно к динамике стержневых систем сложной формы. Поэтому нами выведены и предлагаются точные, более простые и удобные для практического использования аналитические зависимости.

Введем следующие обозначения в декартовой системе координат *x,y* (рис.1):

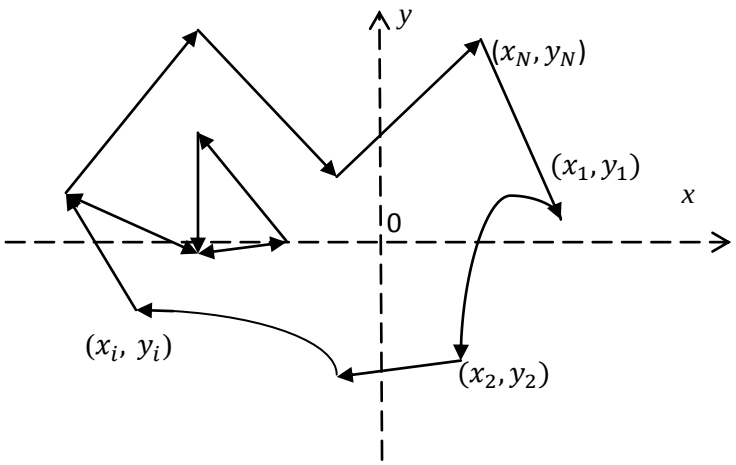


Рис. 1

S – площадь поперечного сечения;
M_x, M_y – статические моменты относительно осей *x,y*;
J_x ,J_y – осевые моменты инерции относительно осей *x,y*;
J_{xy} – центробежный момент инерции относительно осей *x,y*;

Контур сечения задается набором $N+1$ точек с координатами (x_i,y_i), $i=1,2 \ldots N,N+1$, $x_{N+1}=x_1$, $y_{N+1}=y_1$, N – кол-во точек контура. Точки задаются в направлении обхода контура против часовой стрелки. Для многосвязных сечений несвязные контуры соединяются отрезками прямых, проведенных в прямом и обратном направлении. Тогда общий вид формул будет (формулы 1-6):

$$S = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} f_i + \sum_{i=1}^{N} S_i, \qquad (1)$$

$$M_x = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{N}(y_{i+1} + y_i) f_i + \sum_{i=1}^{N} M_{xi}, \qquad (2)$$

$$M_y = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{N}(x_{i+1} + x_i)f_i + \sum_{i=1}^{N} M_{yi}, \quad (3)$$

$$J_y = \frac{1}{12}\sum_{i=1}^{N}(x_{i+1}^2 + x_i^2 + x_{i+1}x_i)f_i + \sum_{i=1}^{N} M_{xi}, \quad (4)$$

$$J_x = \frac{1}{12}\sum_{i=1}^{N}(y_{i+1}^2 + y_i^2 + y_{i+1}y_i)f_i + \sum_{i=1}^{N} M_{yi}, \quad (5)$$

$$J_{xy} = \frac{1}{24}\sum_{i=1}^{N}(x_{i+1}y_i + y_{i+1}x_i + 2x_iy_i + 2x_{i+1}y_{i+1})f_i + \sum_{i=1}^{N} M_{yi}. \quad (6)$$

При этом $f_i = x_{i+1}y_i - y_{i+1}x_i$. (7)

При соединении двух точек с координатами (x_i,y_i) и (x_{i+1},y_{i+1}) отрезком прямой параметры под знаком вторых сумм равны нулю. Если же соединение осуществляется дугой эллипса, то эти параметры имеют вид (формулы 8-13):

$$S_i = \theta_i\left(\xi_i\pi a_i b_i - \left(a_i b_i \arcsin\left(\frac{t_i}{a_i b_i}\right) - t_i^2 z_i\right)\right), \quad (8)$$

$$M_{yi} = A_i S_i + M_{cyi}, \quad (9)$$

$$M_{xi} = B_i S_i + M_{cxi}, \quad (10)$$

$$J_{yi} = A_i^2 S_i + 2A_i B_i + J_{cyi}, \quad (11)$$

$$J_{xi} = B_i^2 S_i + 2A_i B_i + J_{cxi}, \quad (12)$$

$$J_{xyi} = A_i B_i S_i + A_i M_{cxi} + B_i M_{cyi} + J_{cxyi}, \quad (13)$$

При этом выражения для используемых параметров с индексом *c* имеют вид (формулы 14-18):

$$M_{cyi} = -\frac{2t_i^2\alpha_i}{3a_i^2 b_i^2}, \quad (14)$$

$$M_{cxi} = \frac{2t_i^2\beta_i}{3a_i^2 b_i^2}, \quad (15)$$

$$J_{cyi} = \frac{1}{4}\left(a_i^2 cos^2(\psi_i) + b_i^2 sin^2(\psi_i)\right)S_i + \theta_i\left(\frac{1}{24}(x_{i+1} - x_i)^2 - \frac{\alpha_i^2}{2a_i^2 b_i^2}\right)t_i^2 z_i, \quad (16)$$

$$J_{cxi} = \frac{1}{4}\left(a_i^2 sin^2(\psi_i) + b_i^2 cos^2(\psi_i)\right)S_i + \theta_i\left(\frac{1}{24}(y_{i+1} - y_i)^2 - \frac{\beta_i^2}{2a_i^2 b_i^2}\right)t_i^2 z_i, \quad (17)$$

$$,J_{cxyi} = \frac{1}{4}(a_i^2 - b_i^2)S_i cos(\psi_i) sin(\psi_i) + \theta_i\left(\frac{1}{24}(x_{i+1} - x_i)(y_{i+1} - y_i) + \frac{\alpha_i\beta_i}{2a_i^2 b_i^2}\right)t_i^2 z_i. \quad (18)$$

В свою очередь:

$$A_i = \frac{1}{2}(x_{i+1} + x_i) - \theta_i\alpha_i z_i, \quad (19)$$

$$B_i = \frac{1}{2}(y_{i+1} + y_i) + \theta_i\beta_i z_i, \quad (20)$$

$$z_i = \sqrt{\frac{1}{t_i^2} - \frac{1}{a_i^2 b_i^2}}, \quad (21)$$

$$\alpha_i = a_i^2\bar{b}_i cos(\psi_i) + b_i^2\bar{a}_i sin(\psi_i), \quad (22)$$

$$\beta_i = b_i^2\bar{a}_i cos(\psi_i) - a_i^2\bar{b}_i sin(\psi_i), \quad (23)$$

$$t_i = \sqrt{a_i^2\bar{b}_i^2 + b_i^2\bar{a}_i^2}, \quad (24)$$

$$\bar{a}_i = \frac{1}{2}(x_{i+1} - x_i)cos(\psi_i) + \frac{1}{2}(y_{i+1} - y_i)sin(\psi_i), \quad (25)$$

$$\bar{b}_i = \frac{1}{2}(y_{i+1} - y_i)cos(\psi_i) + \frac{1}{2}(x_{i+1} - x_i)sin(\psi_i), \quad (26)$$

$$\xi_i = \begin{cases} 0, \ L_i < \pi a_i b_i \\ 1, \ \pi a_i b_i \le L_i \le 2\pi a_i b_i \end{cases},$$

$\theta_i = \pm 1$ – центр дуги эллипса справа (слева) от направления обхода по прямой, соединяющей две точки (см. рис. 2),

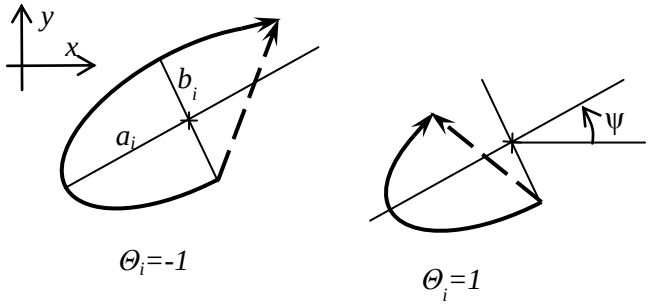


Рис. 2

a_i, b_i– длины полуосей эллипса, ψ_i - угол между полуосью a_iи осью x .

В частном случае, когда эллипс вырождается в окружность, формулы 8,14-18 приобретают следующий вид (формулы 27-32):

$$S_i = \theta_i \left(\xi_i \pi R_i^2 - \left(R_i^2 \arcsin\left(\frac{p_i}{R_i}\right) - p_i \sqrt{R_i^2 - p_i^2} \right) \right), \quad (27)$$

$$M_{cyi} = -\frac{2p_i^2(y_{i+1} - y_i)}{3}, \quad (28)$$

$$M_{cxi} = \frac{2p_i^2(x_{i+1} - x_i)}{3}, \quad (29)$$

$$J_{cyi} = \frac{1}{4}R_i^2 S_i + \theta_i \left(\frac{1}{24}(y_{i+1} - y_i)^2 - \frac{1}{8}(x_{i+1} - x_i)^2 \right) p_i \sqrt{R_i^2 - p_i^2}, \quad (30)$$

$$J_{cxi} = \frac{1}{4}R_i^2 S_i + \theta_i \left(\frac{1}{24}(x_{i+1} - x_i)^2 - \frac{1}{8}(y_{i+1} - y_i)^2 \right) p_i \sqrt{R_i^2 - p_i^2}, \quad (31)$$

$$,J_{cxyi} = \theta_i \frac{1}{6}(x_{i+1} - x_i)(y_{i+1} - y_i) p_i \sqrt{R_i^2 - p_i^2}, \quad (32)$$

В свою очередь формулы 19, 20 приобретают следующий вид (формулы 33-34):

$$A_i = \frac{1}{2}(x_{i+1} + x_i) - \theta_i \frac{(y_{i+1} - y_i)}{2p_i} \sqrt{R_i^2 - p_i^2}, \quad (33)$$

$$A_i = \frac{1}{2}(y_{i+1} + y_i) - \theta_i \frac{(x_{i+1} - x_i)}{2p_i} \sqrt{R_i^2 - p_i^2}, \quad (34)$$

При этом выражение для p_i имеет вид (формула 35):

$$p_i = \frac{1}{4}\sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2}, \quad (34)$$

$R_i = a_i = b_i$ – радиус окружности.

В измененном виде выражения 27-35 представлены в работе [2].

Геометрические характеристики, связанные с этими моментами (радиус инерции, полярный момент инерции и т.п.) вычисляются при помощи известных формул и координатных преобразований (см., напр. [11,18]).

Для расчета характеристик низкочастотных ультразвуковых инструментов-концентраторов в динамике с учетом особенностей расчета геометрических характеристик поперечных сечений по выведенным формулам разработано

специальное программное обеспечение в форме резидентного калькулятора с возможностью работы под AutoCAD.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Квашнин С.Е., Лобачев А.А. Низкочастотная ультразвуковая аппаратура для хирургии (обзор) // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2006, № 10. – С.42-50.
2. Квашнин С.Е., Лобачев А.А. Проектирование стержневых инструментов-концентраторов со сложными рабочими окончаниями // Акустика на пороге XXI века. Сборник трудов VI сессии Российского Акустического Общества. – С.427-430.
3. Квашнин С.Е., Зорина И.Г. Оптимизация ультразвуковых составных электроакустических преобразователей для обработки инфицированных ран // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2007, № 10. – С.4-8.
4. Квашнин С.Е. Расчет криволинейных ультразвуковых волноводов-инструментов изгибно-продольных колебаний медицинского назначения // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия “Приборостроение”. Специальный выпуск “Биомедицинская техника технология”. – 1998. – С.112-119.
5. Филиппов А.П. Колебания деформируемых систем. – М.: Машиностроение, 1970. – 736 с.
6. Воробьев Ю.С. Колебания лопаточного аппарата турбомашин. – Киев.: Наукова думка, 1988. – 224 с.
7. Фаворин М.В. Моменты инерции тел. Справочник.- М.: Машиностроение, 1977. – 511 с.
8. Аронов Б.М., Жуковский М.И., Журавлев В.А. Профилирование лопаток авиационных газовых турбин.– М.: Машиностроение, 1975. – 192 с.
9. Трудов В.Н. Главные моменты инерции кругового сегмента и сечений, состоящих из круговых сегментов и прямоугольников // Проблемы прочности. – 1991, №6. – С.90-91.
10. Шубенко А.Л., Стоянов Ф.А., Кудренко А.В., Роговой М.И. Профилирование турбинных решеток в задаче построения математической модели ступени // Проблемы машиностроения. – 1975, Вып. 1. – С.58-64.
11. Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В. Справочник по сопротивлению материалов. – Киев.: Наукова думка, 1988. – 734 с.
12. Мяченков В.И., Григорьев И.В. Расчет составных оболочечных конструкций на ЭВМ. Справочник. – М.: Машиностроение, 1981. – 216 с.
13. Flusser J., Suk T., Zitova B. Moments and Moment Invariants in Pattern Recognition. – Wiley, 2009. – 296 p.
14. Воробьев Ю.С., Шепель А.И. Определение геометрических характеристик газотурбинных лопаток с внутренним конвективным охлаждением // Проблемы машиностроения. – 1983, Вып. 19. – С.23-28.
15. Воробьев Ю.С., Шорр Б.Ф. Теория закрученных стержней. – Киев.: Наукова думка, 1983. – 188 с.
16. Карабан В.В., Темис Ю.М. Об одном способе определения положения центра жесткости и касательных напряжений кручения профилей произвольного вида
17. Магомаев Л.Д., Коваленков Н.А. Вычисление геометрических характеристик поперечных сечений турбинных лопаток с криволинейной осью // Проблемы прочности. – 1989, №6. – С.72-78.
18. Беляев Н.М. Сопротивление иатериалов..- М.: Наука, 1976. – 607 с.

ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОТНЫХ ЗУБНЫХ КЕРАМИК

Мороков Е.С.[1)], Левин В.М[1)], Лебеденко И.Ю.[2)], Анисимова С.В.[2)], Подзорова Л.И.[3)], Ильшева А.А.[3)], Березина С.И.[4)]

[1)] Институт биохимической физики РАН, Москва
[2)]Московский государственный медико-стоматологический университет, Москва
[3)] Институт металлургии и материаловедения РАН, Москва
[4)] Жилинский университет, Жилина, Словакия

E-mail: es_morokov@yahoo.com

ВВЕДЕНИЕ

Керамики, наряду с металлами, сплавами, полимерными и композитными материалами являются основой механических конструкций в широком спектре современного производства. За последние десятилетия технология керамических материалов добилась существенного прогресса – сохранив твердость, современные керамики стали существенно более прочными и стойкими к динамическим нагрузкам. Высокие прочностные свойства керамик связаны, прежде всего, с изменением их микроструктуры.Современные керамики формируются в виде структур с наноразмерными кристаллическими зернами ($200 \div 500$ нм) и минимальными межзеренными промежутками($\leq$ 10 нм). Можно предполагать, что особенности структуры, размер зерен, характер и плотность их упаковки в значительной мере задают механические и прочностные характеристики керамик. Однако, в объеме керамических материалах присутствует большое количество пор и включений с размерами от нескольких микрон до десятков и, даже, сотен микрон, т.е. с характерными размерами, существенно превосходящими размеры, как зерен, так и межзеренных пор. Присутствие дефектов, не означает, что должно происходить существенное уменьшение прочностных или упругих свойств материала. В механике хорошо известны облегченные макроскопические конструкции, в современном материаловедении значительное внимание уделяется цеолитным и кластратным структурам, реализующим такие облегченные конструкции на нано- и микроуровне. Было предположено, что керамический материал при определенном распределении пор и включений, способен сохранять высокие прочностные и упругие свойства, как и материал, в котором такая структура отсутствует. Для проверки гипотезы были исследованы структуры различных керамических материалов и их механические свойства. Как говорилось ранее, область применения керамических материалов обширна. Особый интерес представляет керамика, применяемая в медицинском протезировании; ранее применяемые металлические конструкции постепенно вытесняются более легкими керамическими. Так, например, одной из керамик, применяемых в медицине, является диоксид циркония (ZrO_2). Основным применением, которого является ортопедическое протезирование.Процесс изготовления протеза включает в себя фабрикацию керамического остова, и нанесение на него облицовочного материала. Нанесение покрытия не только придает протезу эстетичный вид, но и предотвращает повреждения ротовой полости краями керамической конструкции. В итоге протез представляет собой двухслойную конструкцию. И остов, и облицовка, формируются из достаточно прочных материалов - их прочность в разы

превышает механические свойства зубов [1].Поэтому оценка качества зубного протеза связана, прежде всего, с оценкой прочности контакта.

В работе техникой объемной ультразвуковой визуализации высокого разрешения представлен анализ микроструктуры диоксида циркония и его упругих характеристик, а также исследование зоны контакта между керамическим основанием и облицовкой.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Материалы

Исследования методом импульсной акустической микроскопии проводилось на модельных образцах: керамический остов в виде прямоугольного блока с нанесенной на его поверхность облицовкой. Керамическое основание изготовлено из диоксида циркония, стабилизированного в тетрагональной модификации путём введения оксидов иттрия и иттербия при синтезе прекурсоров. Синтез осуществлялся золь-гель способом при одновременном осаждении компонентов. Полученные керамические монофазные материалы ($ZrO_2 \leq 95\%$, $Y_2O_3=5\%$, $HfO_2 \leq 3\%$, $Al_2O_3 \leq 1\%$, $SiO_2 \leq 1\%$) [2] обладают биоинертностью и хорошей биосовместимостью, характеризуются высокими показателями прочностных свойств, в том числе повышенной устойчивостью к хрупкому разрушению.

Остов был выполнен в виде пластинки с размером 5x15x2 мм^3. На поверхность была нанесена стеклокерамическая облицовка. В качестве облицовочного материала использовали нано-фторапатитовую стеклокерамику *IPSe. maxceram* фирмы *Ivoclar*, в состав которой входят SiO_2>60% добавки Al_2O_3, ZnO_2, Na_2O, K_2O, ZrO, CaO, P_2O_5, фториды и пигменты [3]. Для улучшения сцепления двух керамических материалов на керамический остов, был нанесен буферный слой из материала *IPSe.maxceramZirliner* [3]. Облицовочный материал наносили с одного края на половину поверхности образца. Обжигали облицовочный материал в соответствии с инструкцией изготовителя [3]. Были исследованы несколько видов образцов с различной пористостью керамического основания. Во всех случаях технология нанесения стеклокерамического материала оставалась неизменной.

Методы

Методом гидростатического взвешивания были получены значения плотностей изучаемых материалов.

Методом атомно-силовой микроскопии (AFM) были получены изображения поверхности керамики.

Для изучения внутренней микроструктуры и измерения упругих свойств керамического основания, как и для оценки состояния контактной области между каркасом и покрытием использовался метод импульсной акустической микроскопии (Рис.1). Исследования проводились в лаборатории акустической микроскопии в институте биохимической физики им. Н.М. Эммануэля РАН (ИБХФ РАН).

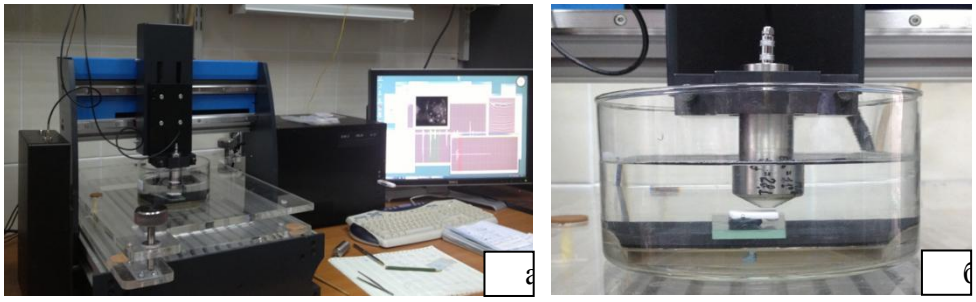


Рис.1 а) Сканирующий импульсный акустический микроскоп (SIAM). б) Акустическая линза над керамическим образцом

В основе метода лежит зондирование образца ультракороткими импульсами (1-1,5 колебания в импульсе) высокочастотного (50-200 МГц) фокусированного ультразвука [4-6]. Метод дает возможность визуализировать внутреннюю структуру материала с разрешением в десятки микрон, выявлять микродефекты в объеме образца и на границах раздела между материалами, оценивать адгезию контактирующих поверхностей с микронным разрешением. Использование фокусированных высокочастотных пучков позволяет измерять локальные значения скоростей звука и модулей упругости в областях размером до нескольких десятков микрон. При зондировании образца ультразвуковыми импульсами падающий импульс проходит через иммерсионную жидкость, отражается от передней поверхности образца, элементов внутренней структуры и дна образца (Рис.2). Отраженный сигнал состоит из сигналов, разделенных интервалами, определяемыми временем распространения зондирующего пучка от одного препятствия до другого. Эти временные различия позволяют выбирать сигналы, полученные на различной глубине в объеме образца, и строить, на этой основе, акустические изображения структур в объеме образца, в т. ч. и оптически непрозрачного.

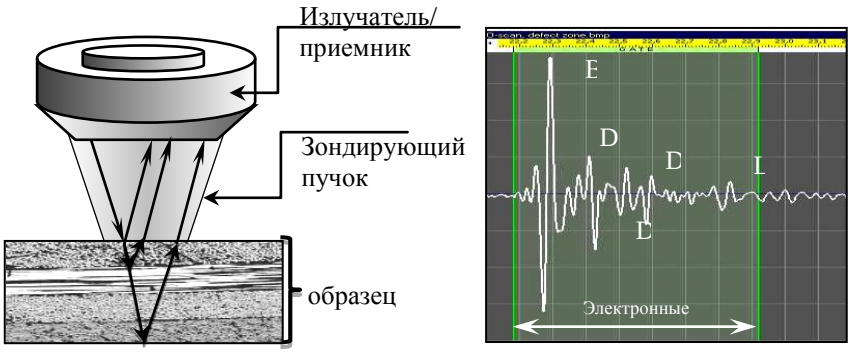


Рис.2 Схема зондирования образца фокусированным ультразвуковым пучком и получаемая на выходе эхограмма, B - сигнал, отраженный от поверхности, D1, D2, D3 – сигналы, отраженные от элементов внутренней структуры, L – сигнал, отраженный от дна образца

Базовым режимом при объемной акустической визуализации является эхограмма, представляющая набор сигналов, отраженных от поверхностей образца и элементов внутренней структуры внутри малой области объема образца, занятой фокальной перетяжкой длиннофокусного зондирующего пучка. Временные задержки между импульсами, отраженными внутри этой области от границ разделов, лежащих на разной глубине внутри фокальной перетяжки, позволяют выделять эхо-сигналы, приходящие с определенной глубины и формировать акустические изображения. Внутренняя структура объекта представляется в режимах B- и C- сканирования. B-сканы представляют собой развертку эхограмм при одномерном движении излучателя/приемника. Набор эхосигналов в каждой точке и эволюция этих сигналов при движении излучателя формирует линии и точки, отображающие границы раздела и малоразмерные элементы структуры в поперечном сечении образца, проходящем через линию сканирования. C-сканы представляют собой двумерные акустические изображения, получаемые за счет отображения амплитуд отраженного сигнала в каждой точке при двумерном сканировании зондирующего пучка по поверхности образца. Различия в амплитуде сигнала отображаются на акустическом изображении в виде градации серого. Каждое акустическое изображение (C-скан) представляет собой изображение слоя на определенной глубине внутри образца; позиция слоя задается на

эхограмме электронными воротами. Положение электронных ворот определяет глубину отображаемого слоя в объеме образца, а ширина ворот - ширину отображаемого слоя.

Изучение упругих свойств и объемной микроструктуры керамики ZrO_2, а также зоны контакта между керамикой и облицовкой проводилось акустическими линзами с рабочими частотами100 и 50МГц соответственно, и угловой апертурой 11º, ширина зондирующего импульса 40 нс. Продолжительность импульса позволяет с достаточной точностью отделять сигналы, отраженные от дефектов структуры. Поскольку длина зондирующей звуковой волны на частоте 100 МГц превосходит размеры межзерновых пор, то оформленные элементы на акустических изображениях, образуются только протяженными объектами с размерами несколько десятков микрон. Поры меньших размеров отображаются в режиме ультрамикроскопии – рассеянное на таких порах излучение регистрируется акустическим объективом и отображается на акустическом изображении в виде светящейся точки либо скоплении таких точек. Однако на изображении не передаются размеры и форма таких рассеивателей.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На отдельно подготовленных образцах циркониевой керамики различной пористости методом импульсной акустической микроскопии были измерены скорости продольного и поперечного звука. Полученные данные по скорости звука и плотности были использованы для расчета локальных значений модулей упругости: объемного (K), сдвигового модуля (G), модуля Юнга (E) (таблица 1).

Исследована объемная микроструктура керамических образцов. В объеме всех шести образцов были обнаружены микропоры, размеры которых варьировались от нескольких микрон до десятков микрон, и микротрещины, достигающие в длину несколько сотен микрон.Распределение дефектов малых размеров однородно по объему образца. На Рис.3 представлены акустические изображения керамического образца от поверхности до нижней границы (дно образца) с шагом 350 мкм. Увеличение порядкового номера соответствует более глубокому положению сканируемой плоскости относительно поверхности. На изображении верхней границы образца нет видимых дефектов, поверхность ровная однородная. На изображениях объемной микроструктуры яркие точки и линии отображают внутренние поры и микротрещины. При изображении дна образца крупные объемные дефекты в совокупности формируют тени, отображаемые на рисунке.

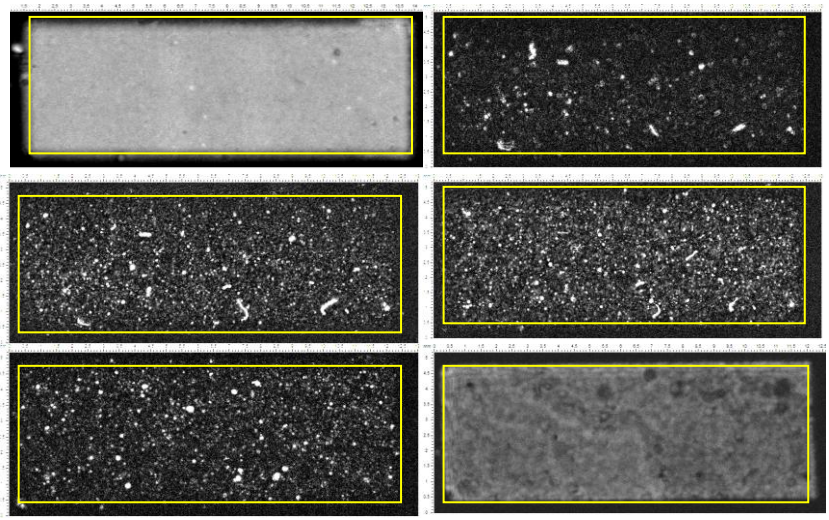


Рис.3 Акустические изображения объемной микроструктуры керамического образца. Изображения получены при последовательном

смещении изображаемого слоя на 350мкмот поверхности до нижней границы образца

Также методом AFM микроскопии были визуализированы дефекты микроструктуры (Рис.4). На изображениях видны отдельные зерна нанометрового размера, на их фоне определяются поры, размер которых варьируется от сотен нанометров до десятков микрон.

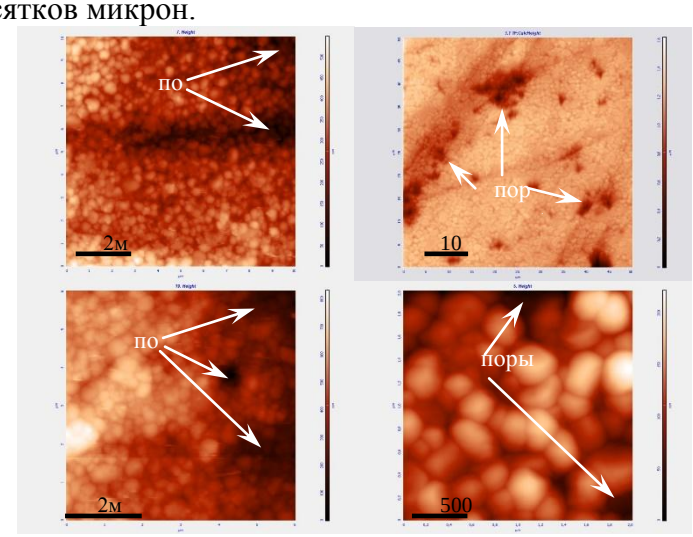


Рис.4 Изображения керамической поверхности, полученные AFM микроскопией

Было выявлено, что с увеличением концентрации пор в объеме керамики изменяется величина скорости звукапродольных волн и плотность материала, значения которых напрямую влияют на величины упругих модулей.

Таблица.1 Упругие модули керамикиZrO_2

№	Порист., откр., %	Порист., закр., %	ρ, г/см^3	c_L, км/с	c_T, км/с	G, ГПа	K, ГПа	E, ГПа
1	0,5	2,5	5,9399	6,778	3,471	71,56	177,71	189,28
2	0,1	1,0	6,1124	6,949	3,526	75,99	194,09	201,66
3	0,1	0,5	6,1379	6,942	3,510	75,62	195,22	200,92
4	0,1	0,1	6,1428	6,989	3,520	76,11	198,82	202,50
5	0,0	1,5	6,0766	6,918	3,493	74,14	192,21	197,08
6	0,0	1,0	6,1459	6,951	3,519	76,11	195,73	202,12

c_L, c_T – скорость продольных и поперечных волн соответственно, ρ – плотность

Для исследования зоны контакта между керамическим основанием и покрытием на остов был нанесен облицовочный материал. Поскольку облицовочный материал нанесен на керамику в виде капли, то была только одна возможность исследовать границу контакта между основанием и покрытием, а именно через объем керамики. Поэтому все образцы располагались ровной керамической поверхностью к акустическому объективу. Схематическое расположение образца представлено на Рис.5.

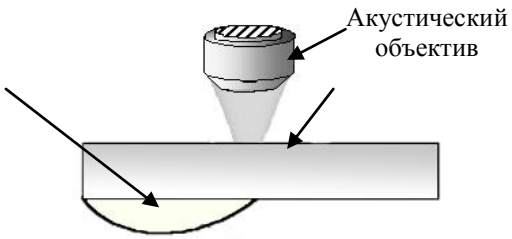


Рис.5 Схематическое расположение образцов при акустических исследованиях

При исследовании зоны контакта были выявлены точечные дефекты адгезии, газовые включения, области частичного контакта, неоднородное распределение буферного слоя. На Рис.6 показано неоднородное распределение буфера. На эхограммах, отображающих структуры отраженных сигналов в точках 1, 2 и 3, наблюдается тенденция разделения сигналов, отраженных от границ буферного слоя, с увеличением толщины буфера. Только при толщинесвязующего слоя,соизмеримой с длиной звуковой волны (~ $(2\div3)\lambda$), эхосигналы от верхней и нижней границы буфера будут разделены, на В-скане они отобразятся как две отдельные линии. Отображение нижней границы облицовки затруднено из-за сильной кривизны поверхности, поэтому на В-скане видна только вершина её полусферической поверхности.

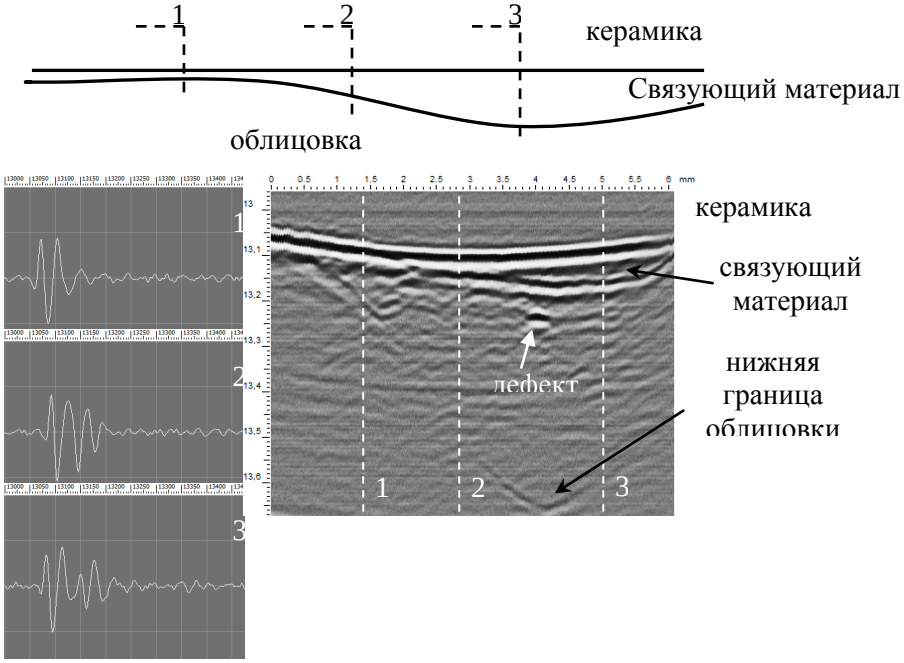


Рис.6 Неоднородное распределение связующего материала по толщине. Показано разделение отраженных сигналов по мере увеличения толщины буферного слоя

На Рис.7 представлены двумерные изображения (С-сканы)зоны контакта. Дефекты зоны контакта отображаются в виде ярких точек, темный фон соответствует области хорошего контакта. На эхограмме #1 показаны положения электронных ворот для случая отображения границы керамика-буфер и границы буфер-облицовка. На границе керамика-буфер (Рис.7а) присутствует большое количество точечных дефектов, большая часть которых расположена в левой половине зоны контакта. Из-за скопления дефектов в этой области зондирующий пучок не проникает вглубь материала, соответственно на изображении буфер-облицовка (Рис.7б) отображена тень от этих дефектов. Данному участку зоны контакта характерна структура сигналов, отображенных на эхограмме #3 – высокая амплитуда сигнала, приходящего от границы керамика-буфер, и отсутствие сигнала, отраженного от границы буфер-облицовка.

Наличие поры в объеме облицовочного материала (точка 4) сопровождается появлением дополнительного эхосигнала, отраженного от дефекта и не влияющего на отображение микроструктуры зоны контакта, дефект отчетливо виден на B-скане (Рис.6). Точка 2 соответствует области с наименьшей толщиной связующего материала – эхосигналы от верхней и нижней границы буфера наложились друг на друга, соответственно в данной области на C-скане отображена интегральная структура зоны контакта. Зачастую, визуализация отдельной границы буфер-облицовка затруднена из-за неравномерного распределения толщины буфера и высокой амплитуды сигнала, отраженного от границы керамика-буфер.

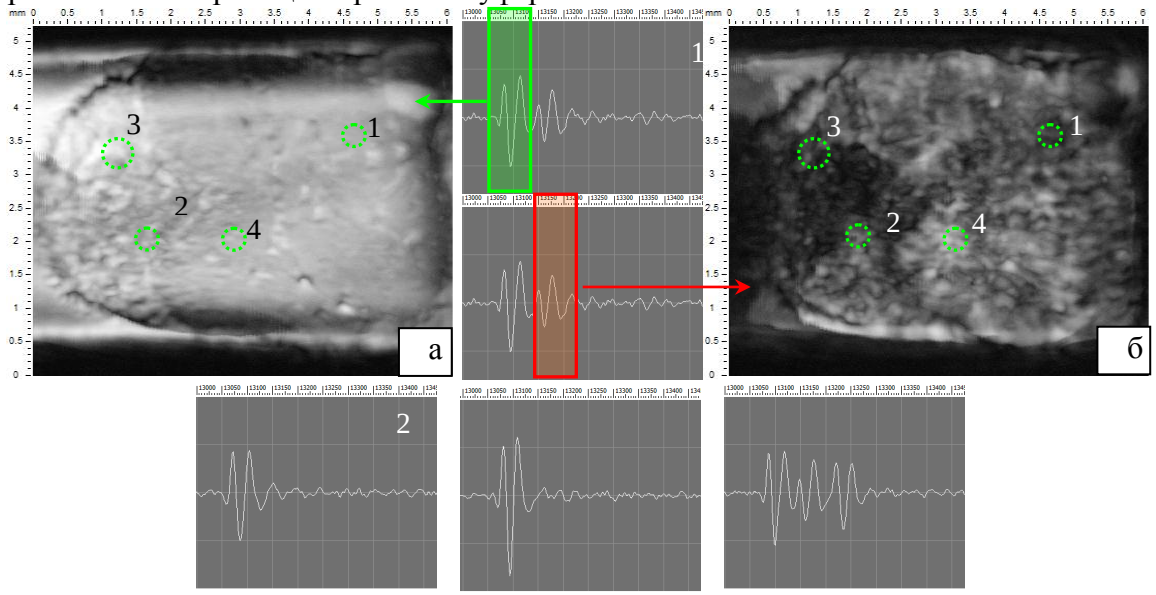


Рис.7 Акустические изображения зоны контакта. а) граница керамика-буфер; б) граница буфер-облицовка. На эхограмме #1 отображены положения электронных ворот для случая а) и б). Номера эхограмм соответствуют номерам точек на изображении

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами импульсной акустической микроскопии и атомносиловой микроскопии была исследована объемнаямикроструктуракерамики ZrO_2. Показано, что образцы имеютмелкопористую микроструктуру с размером пор от нескольких нанометров до десятков микрон, показаны микротрещины размером несколько сотен микрометров. Установлено, что с увеличением концентрации пор в объеме керамики изменяется величина скорости распространенияпродольных волн и плотность материала. Наблюдается обратная зависимость значений объемного модуляK от количества пор и дефектов в структуре керамики.

Показано, что техника объемной ультразвуковой визуализации высокого разрешения является эффективным методом неразрушающего контроля плотных современных керамик применяемых в стоматологии и визуализации зоны контакта между керамическим остовом и облицовкой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поюровская И.Я. Стоматологическое материаловедение. Учебное пособие. - М.: Издательская группа «ГЭОТАР-Медиа», 2007, 187 стр.
2. Михайлина Н.А., Подзорова Л.И., Румянцева М.Н., Шворнева Л.И., Овчинникова О.А., Анисимова С.В., Лебеденко И.Ю., Лебеденко А.И., Хван В.И. Керамика на основе тетрагонального диоксида циркония для реставрационной стоматологии //Перспективные материалы, № 3, 2010, с. 121-125.
3. IPSe.maxceram инструкция по применению,Перевод Т.Э.Глебова, IvoclarVivadentAG, Schaan / Liechtenstein 607628/1107/russ/BVD, 2008.

4. P.V. Zinin, W. Arnold, W. Weise and S. Berezina Theory and Applications of Scanning Acoustic Microscopy and Scanning Near-Field Acoustic Imaging. Ultrasonic and Electromagnetic NDE for Structure and Material Characterization, 2012, p. 611-688.
5. Levin V.M., Petronyuk Y.S., Ponevazh I.V. "Interaction of short pulses of focused ultrasound with interfaces and planeparallel objects", *in Acoustical Imaging, Vol. 27, Edited by W. Arnold and S. Hirsekorn, Kluwer Academic/Plenum Publishers, Dordrecht & New York*, 2004, p. 69-76.
6. Gilmore R.S., Tam K.C., Young J.D., Howard D.R. Acoustic microscopy from 10 to 100 MHz for industrial applications. Phil.Trans.Roy.Soc.Lond., v. A320, 1986, p.215-235.

О ДВИЖЕНИИ ТЕЛ ПО КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Неверов А.Н.

Московский автомобильно-дорожный государственный технический университет (МАДИ), Москва

E-mail: neverov_an@mail.ru

В докладе теоретически исследуется характер движения тел по плоской колеблющейся шероховатой поверхности. Рассматриваются случаи горизонтальных, вертикальных и наклонных колебаний при движении по горизонтальной плоскости и наклонных колебаний при движении по наклонной плоскости. Показано, что ультразвуковые колебания придают изначально сухому трению черты, характерные для вязкого трения, в частности, пропорциональность приложенной постоянной силы и макроскопической скорости тела. В то же время сохраняется ненулевое пороговое значение силы, необходимое для начала движения.

Ключевые слова: ультразвук, колебания, сухое трение, вязкое трение, угол трения

К числу операций, входящих в процесс ремонта, относятся разборочные. Они составляют 12 – 13 % общего объема работ по капитальному ремонту автомобилей [1]. Эти операции имеют свою специфику и практически не встречаются в современном машиностроительном производстве. Кроме того, подлежащие разборке узлы и агрегаты после длительной эксплуатации загрязнены, изношены, крепежные соединения труднодоступны и разнохарактерны, после снятия креплений следует обеспечить целостность высвобождаемых деталей. Все это осложняет разборочные работы и ставит их на одно из последних мест по технико-социальному уровню.

Основным фактором, осложняющим разборку, являются силы трения в зазоре, сильно возрастающие в ходе эксплуатации узлов из-за коррозии, загрязнений, полимеризации смазок, наличия посторонних включений, задиров и схватывания сопряженных поверхностей. Затрудняют разборку и сложность доступа к некоторым узлам и изменение геометрических форм в процессе периодических воздействий на детали, в том числе и крепежные. Следствием перечисленных явлений является то обстоятельство, что коэффициент трения покоя μ_1 оказывается больше коэффициента трения скольжения μ[1–7]. По этой причине зачастую для разборки резьбового соединения оказывается достаточным даже небольшого кратковременного относительного смещения разбираемых деталей.

Сборка является заключительным этапом изготовления машины и поэтому сосредоточивает в себе результаты предшествующего технологического процесса. Из-за возможных отклонений размеров, формы, относительного расположения поверхностей и других параметров деталей сопряжения при сборке приходится решать ряд задач, связанных с достижением точности замыкающего звена размерной цепи и повышением функциональных параметров соединений, особенно при действии рабочих нагрузок. Поэтому повышение эффективности сборки остается актуальной задачей современного машиностроения. Одним из перспективных направлений решения этой проблемы является применение в процессе сборки соединений ультразвуковых колебаний.

Таким образом, сборка – заключительный этап машиностроительного производства, разборка – начальный этап ремонтного производства (то и другое зачастую совмещается с очисткой), т.е. с технологической точки зрения это две абсолютно разные задачи. В то же время бросается в глаза сходство физических явлений, на которых основано применение ультразвука в этих процессах. К таким явлениям относятся, во-первых, виброперемещение, т.е. перемещение тел по вибрирующей поверхности или перемещение вибрирующих тел (природа этих

перемещений практически одинакова), возникающие за счет нелинейной зависимости силы сопротивления от скорости [5, 8], и, во-вторых, снижение при действии вибраций эффективных (кажущихся), а иногда и истинных (физических) коэффициентов трения [2,3].

Как правило, ультразвуковые колебания приводят к снижению силы трения, это относится к колебаниям любой поляризации – продольным, поперечным, крутильным и другим в различных комбинациях. Иногда трение при колебаниях фрикционной пары повышает ее температуру настолько, что пара сваривается (ультразвуковая сварка).

Обычно влияние упругих колебаний сводится исследователями к снижению коэффициента трения. В то же время любому ультразвуковику известно, что при воздействии ультразвуковых колебаний сухое трение может превращаться в вязкое. Этот эффект, несомненно, кажущийся, тем не менее, вибрационное воздействие обусловливает появление некоторых черт, присущих вязкому трению.

В настоящей работе сделана попытка аналитического описания движения тел по колеблющейся шероховатой плоскости методом начальных параметров [8].

Характерный размер движущегося тела на используемых частотах существенно меньше длины волны, поэтому оно рассматривается как сосредоточенная масса.

Для пояснения сути вибрационного перемещения рассмотрим несколько простых ситуаций при различных пространственных ориентациях плоскости перемещения и возбуждающей силы.

Как правило, характерный размер элемента, при помощи которого соединяются разбираемые детали (например, болта, шпильки, гайки), на используемых частотах существенно меньше длины волны и поэтому при акустических расчетах могут рассматриваться как сосредоточенная масса. К задаче о движении материальной точки по вибрирующей шероховатой поверхности приводятся многие вопросы теории вибрационного перемещения [8].

Отметим предварительно, что во всех рассматриваемых примерах необходимым условием виброперемещения является асимметрия колебаний. В противном случае для перемещения необходимо постоянное внешнее воздействие.

Пусть в горизонтальном направлении приложены постоянная сдвигающая сила $\mathbf{F}_0$, периодическая сила $\mathbf{F}_m\cos\omega t$ и сила трения; сила трения движения равна μN, где ω и $\mathbf{F}_m$ – круговая частота и амплитуда колебаний соответственно, **N** – сила нормального давления, μ – коэффициент трения скольжения, который мы будем считать равным коэффициенту трения покоя, t - время (рис. 1).

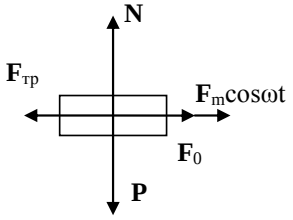


Рис. 1. Силы, действующие на тело при горизонтальных колебаниях

Будем решать задачу методом начальных параметров.

Колебания здесь симметричны (переменная сила показана на рис. 1 двойной стрелкой), поэтому для виброперемещения необходима внешняя постоянная сила $\mathbf{F}_0$.

Заметим, что источником колебаний тела может быть как само тело, так и плоскостью, на которой оно расположено. В последнем случае периодическая сила $\mathbf{F}_m\cos\omega t$ будет силой инерции, приложенной к телу. Если, к примеру, плоскость колеблется по закону $\xi=\xi_m\cos\omega t$, то сила инерции равна $F_{in}= -ma= m\omega^2\xi_m\cos\omega t$, т.е. в этом случае следует считать $F_m=m\omega^2\xi_m$.

В момент $t= -t_0$ (рис. 2) начинается относительное движение поверхностей (тело движется вправо). Уравнение движения

$$\sum F = F_0 - \mu N + F_m \cos\omega t = ma, \qquad (1)$$

где m – масса тела, a – его ускорение, которое определяется из соотношения

$$a = \frac{1}{m}\left(F_m \cos\omega t - \left(\mu P - F_0\right)\right), \tag{2}$$

т.к. $N = P$.

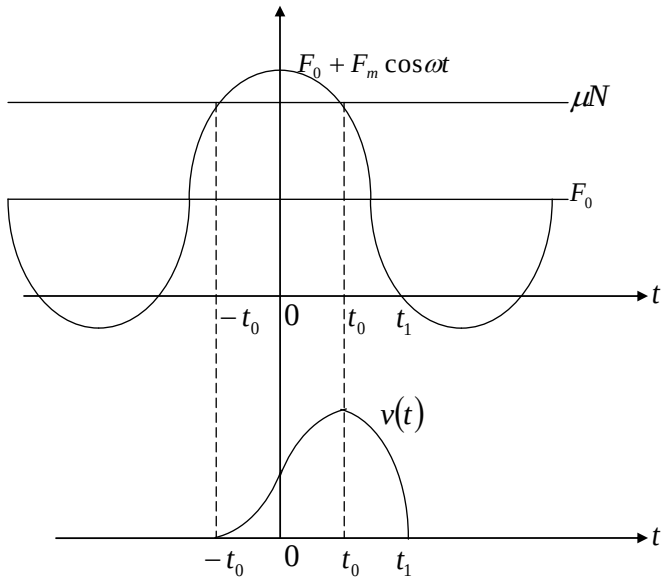


Рис. 2. Временные зависимости сил и скорости тела при горизонтальных колебаниях

Движение начинается только при $a>0$. Момент начала движения $t=-t_0$ определяется из условия $a=0$, откуда

$$\omega t_0 = \arccos\frac{\mu P - F_0}{F_m}. \tag{3}$$

Заметим, что в отрицательный полупериод гармонической силы $F_m \cos\omega t$ тело при условии $F_m < F_0 + \mu P$ влево не перемещается.

Скорость в момент $t>-t_0$ равна с учетом (3)

$$v = \int_{-t_0}^{t} a\,dt = \frac{1}{\omega m}\left(F_m\left(\sin\omega t + \sin\omega t_0\right) - \left(\mu P - F_0\right)\left(\omega t + \omega t_o\right)\right), \tag{4}$$

В момент $t=t_1$ скорость становится равной нулю, этот момент определяется из трансцендентного уравнения:

$$\left(\sin\omega t_1 + \sin\omega t_0\right) - \frac{\mu P - F_0}{F_m}\left(\omega t_1 + \omega t_o\right) = 0. \tag{5}$$

Относительное смещение за период колебаний

$$x_T = \int_{-t_0}^{t_1} v\,dt = \frac{F_m}{\omega^2 m} \times \left[-\left(\cos\omega t_1 - \cos\omega t_0\right) + \left(\omega t_1 + \omega t_0\right)\sin\omega t_0 - \frac{1}{2}\frac{\mu P - F_0}{F_m}\left(\omega t_1 + \omega t_o\right)^2 \right], \tag{6}$$

Уравнение (5) есть уравнение Кеплера [9, 10]. Некоторые способы решения этого уравнения рассмотрены в [8].

Попытаемся получить выражения для t_1 и x_T в явном виде.

Решим для этого уравнение (5) приближенно для случая $\omega t_1 << 1$. Тогда и $\omega t_0 << 1$. Используя разложение синусов $\sin\omega t_0 \approx \omega t_0 - \frac{\left(\omega t_0\right)^3}{6}$, $\sin\omega t_1 \approx \omega t_1 - \frac{\left(\omega t_1\right)^3}{6}$, получаем из (5):

$$t_1^2 - t_0 t_1 - 2t_0^2 \approx 0, \tag{5a}$$

т.к. $1-\cos(\omega t_0) \approx \frac{(\omega t_0)^2}{2}$.

Отсюда $t_1 \approx 2t_0$, перемещение за один период

$$x_T = \frac{F_m t_0^2}{2m}\left[15 - 9\frac{\mu P - F_0}{F_m}\right] \approx \frac{F_m t_0^2}{m}\left(3 + 2{,}25(\omega t_0)^2\right). \tag{6a}$$

Средняя скорость

$$v_{cp} = \frac{x_T}{T} = \frac{F_m \omega t_0^2}{4\pi m}\left[15 - 9\frac{\mu P - F_0}{F_m}\right] \tag{7}$$

или

$$v_{cp} \approx \frac{2\pi F_m}{\omega m}\left(\frac{\omega t_0}{2\pi}\right)^2\left(3 + 9\pi^2\left(\frac{\omega t_0}{2\pi}\right)^2\right) \tag{7a}$$

Понятно из (7), что перемещение возможно при $1{,}6F_m + F_0 > \mu N$.

В выражениях (6) и (7) средняя скорость перемещения пропорциональна действующей постоянной силе, т.е. изначально сухое трение приобретает черты, характерные для вязкого трения. Действительно, любой ультразвуковик знает, что, если провести сухой рукой по колеблющейся поверхности, то создается ощущение смазки поверхности. Это ощущение, конечно, обманчиво, по своей природе трение остается сухим.

Аналогичные соотношения можно получить и для других случаев поляризации колебаний.

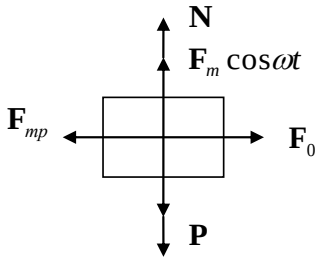


Рис. 3. Силы, действующие на тело при вертикальных колебаниях

При вертикальных колебаниях (рис. 3) на горизонтальной плоскости

$$v_{cp} \approx \frac{2\pi\mu F_m}{\omega m}\left(\frac{\omega t_0}{2\pi}\right)^2\left(3 + 9\pi^2\left(\frac{\omega t_0}{2\pi}\right)^2\right),\ \omega t_0 = \arccos\frac{\mu P - F_0}{\mu F_m},$$

что получается при формальной замене в (7)

$F_m \to \mu F_m$.

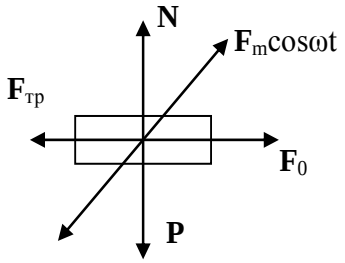


Рис. 4. Силы, действующие на тело при колебаниях, направленных под углом к

Когда колебания направлены под некоторым углом β к горизонтальной поверхности (рис. 4),

$$v_{cp} \approx \frac{2\pi F_m}{\omega m}\cdot\frac{\cos(\beta - \rho_{тр})}{\cos\rho_{тр}}\left(\frac{\omega t_0}{2\pi}\right)^2\left(3 + 9\pi^2\left(\frac{\omega t_0}{2\pi}\right)^2\right)$$

Здесь

$$\omega t_0 = \arccos\frac{(\mu P - F_0)\cos\rho_{тр}}{F_m\cos(\beta - \rho_{тр})}.$$

Эти выражения можно получить из (3) и (4) формальной заменой

$$F_m \to \left[F_m\frac{\cos(\beta - \rho_{тр})}{\cos\rho_{тр}}\right].$$

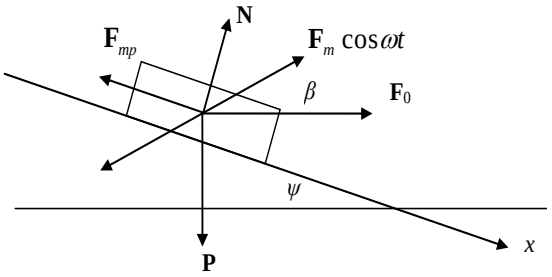


Рис. 5. Силы, действующие на тело при колебаниях, направленных под углом β к наклонной плоскости с углом

Случай наклонных колебаний наклонной плоскости с углом наклона ψ, показан на рис. 5. В этом случае

$$v_{ср} \approx \frac{2\pi F_m}{\omega m} \cdot \frac{\cos(\beta + \psi - \rho_{тр})}{\cos \rho_{тр}} \left(\frac{\omega t_0}{2\pi} \right)^2 \left(3 + 9\pi^2 \left(\frac{\omega t_0}{2\pi} \right)^2 \right),$$

где $\omega t_0 = \arccos \frac{F \sin(\gamma + \psi - \rho_{тр})}{F_m \cos(\beta - \rho_{тр})}$, $F = \sqrt{F_0^2 + P^2}$, $\operatorname{tg} \gamma = \frac{F_0}{P}$.

Из приведенных соотношений понятно, что сухое трение при наличии вибраций приобретает черты, характерные для вязкого трения (пропорциональность действующей силы и поступательной скорости). Наиболее эффективны с точки зрения снижения трения горизонтальные колебания, эффект вертикальных колебаний в μ^{-1} раз меньше.

Если резьба на детали, болте (гайке) не заржавела и не повреждена, отвинтить их нетрудно любым ключом. Когда же при умеренном усилии это не удается, не стоит увеличивать его, применяя различные рычаги. Если диаметр детали невелик (до 8 мм), есть риск, не напрягаясь, сломать ее в опасном сечении – там, где начинается резьба. Если же резьба приржавела, а, значит, часть тела детали съела ржавчина, даже меньшего, чем при затяжке, усилия достаточно, чтобы сломать ее.

Если усилия руки не хватает и отвернуть детали с резьбой диаметром больше 8 мм не удается, то можно увеличить длину стандартного ключа (то есть плечо прилагаемого усилия), надев на него, например, отрезок трубы подходящего диаметра. Конечно, и для крупной резьбы надо ограничивать усилия. Ультразвуковые колебания, снижая трение, способствуют уменьшению необходимого для разборки перерезывающего усилия.

Момент, необходимый для разборки соединения тангенциальной силой F_0, определяется соотношением

$$M_{откр} = 0{,}5 F_0 d_2 \operatorname{tg}(\rho_{тр} - \psi),$$

где d_2 – средний диаметр резьбы, ψ – угол подъема витков резьбы, $\rho_{тр}$ – угол трения в витках резьбы. Воздействие тангенциальной силы F_0 может привести к повреждению болта как из-за закручивания хвостовика, так и вследствие воздействия срезающих нагрузок в теле болта. Поэтому величина этой силы должна быть минимальной, а в идеальном случае – равной нулю, т.к. при самооткручивании внутренние напряжения в болте не возникают.

Нетрудно показать, что при элементарном рассмотрении условия равновесия тела на наклонной плоскости не зависят от параметров колебаний плоскости и даже от их наличия. Однако любому человеку известно, что болты или гайки при вибрациях всегда раскручиваются и никогда не закручиваются. Изложенная теория также не дает вразумительного ответа на этот вопрос.

Выводы:

- ✓ Ультразвуковые колебания любой поляризации уменьшают силы трения;
- ✓ Ультразвуковые колебания придают изначально сухому трению черты, характерные для вязкого трения;
- ✓ Снижение трения на горизонтальной плоскости максимально при горизонтальных колебаниях и минимально при вертикальных;
- ✓ Феномен самораскручивания резьбовых соединений не нашел объяснения в рамках предложенной теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Приходько, В.М. Ультразвуковая разборка. - М. / МГАДИ(ТУ), 1995. – 94 с.
2. Суворова, Т.Г. Исследование эффективности воздействия вынужденных звуковых и ультразвуковых колебаний на процесс резания труднообрабатываемых материалов: Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. канд. техн. наук. – М., 1973, 20 с.
3. Абрамов, О.В. Опыт применения ультразвука в процессах обработки металлов давлением: Учебное пособие для слушателей заочных курсов повышения квалификации ИТР по применению ультразвука в машиностроении. ЦП НТО Машпром, университет технического прогресса в машиностроении. – М.: Машиностроение, 1980. – 48 с.
4. Свинчиваемость резьбовых соединений из титановых сплавов / В.И. Змиевский, Е.П. Замилацкий, В.С. Приведенцева и др.// Вестник машиностроения. – 1975. – № 1. – с. 46-47.
5. Казанцев, В.Ф. Физические основы технологического применения ультразвука. Учебное пособие. М.: МАДИ (ГТУ), 2008. – 102 с.
6. Применение ультразвука и взрыва при обработке и сборке / М.Ф. Вологдин, В.В. Калашников, М.С. Нерубай, Б.Л. Штриков. М.: Машиностроение, 2002, 264 с.
7. Приходько, В.М. Ультразвуковые технологии при производстве, эксплуатации и ремонте транспортной техники. М.: Издательство «Техполиграфцентр», 2003. – 253 с.
8. Блехман И.И., Джанелидзе Г.Ю. Вибрационное перемещение. М.: Наука, 1964, 410 с.
9. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. III. М.: Наука, 1966
10. Разумный, Ю.Н., Школьников Д.О. Основные интегралы невозмущенного движения и уравнение Кеплера. Учебное пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. – 40 с.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ МЕТОДАМИ АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Левин В.М[1,2], Петронюк Ю.С[1,2], Беллуччи С[3], Кижур П[4]

[1] *Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва*
[2] *Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва*
[3] *Национальный институт ядерной физики, Фраскати*
[4] *Белорусский государственный университет, Минск*

E-mail: levin1943@gmail.com

Методы импульсной акустической микроскопии позволяют с микронным разрешением исследовать объемную структуру и изучать упругие свойства миниатюрных образцов. В настоящее время метод оказывается актуальным для изучения и характеризации современных композитов с микро и наноструктурой. Интерес исследователей вызывает возможность формирования фрактальной объемной микроструктуры из наночастиц внутри матрицы, что может стать причиной кардинального изменения свойств исходного материала. В докладе представлены результаты исследования композитов с различными углеродными наполнителями (графен, графит, нанотрубки).
Общепринятым является представление о равномерном распределении частиц наполнителя по объему композита, вне зависимости сопровождается такое распределение образованием непрерывного кластера или нет. Однако, на практике за счет эффективного взаимодействия наночастиц между собой часто реализуется агломерация наночастиц во фрактальные конгломераты микронных размеров и выше. Появление конгломератов нарушает те структурные особенности, которые обуславливали ожидаемые физико-химические свойства - нанокомпозиты переходят в разряд обычных композитов с мелкой структурой. Более того, в зависимости от метода фабрикации композита, конгломераты могут включать в себя воздушные и газовые пузыри.

1. Введение

Работа посвящена изучению микроструктуры и упругих свойств композиционных материалов на основе графита и эпоксидной смолы методами импульсной акустической микроскопии. Нанокомпозиты на основе графита и эпоксидной смолы привлекают внимание своими уникальными физическими свойствами и высокими потребительскими качествами. Одно из предполагаемых назначений – производство электромагнитных экранов. Эффективное проникновение электромагнитного излучения ГГц и ТГц частотного диапазона в эпоксидную матрицу и его интенсивное поглощение частицами углеродного наполнителя приводит к низкой отражательной способности, и как следствие, к низкому коэффициенту передачи излучения через экран из такого композитного материала. Возможность полного поглощения излучения экраном зависит от однородности распределения наночастиц графита по объему матрицы композита. Общий уровень поглощения может быть измерен; однако возможность контролировать этот параметр можно обеспечить, если выявить взаимосвязь между степенью поглощения и микроструктурой композитного материала. Среди немногих методов визуализации микроструктуры материала импульсная акустическая микроскопия оказывается самой привлекательной – метод обеспечивает высококонтрастное трехмерное отображение в объеме композитного материала с микронным разрешением посредством компактного оборудования и прямых методов сбора и представления данных. Объемное изображение микроструктуры наблюдается в виде серии послойных акустических изображений (С-сканов) на различной глубине внутри образца или как набор изображений поперечного сечения (В-сканов).

2. Метод импульсной акустической микроскопии

Акустическая микроскопия основана на применении фокусированных ультразвуковых импульсов и растрового принципа формирования изображений. Объемная визуализация осуществляется в режиме работы микроскопа на отражение. В этом режиме ультразвуковой пучок возбуждается в иммерсионной жидкости, попадает на объект и отражаясь от него формирует эхо-импульсный отклик, который регистрируется акустической линзой. Плоскопараллельный образец помещается внутри фокальной перетяжки ультразвукового пучка, затем производится двумерное сканирование образца линзой. Диаметр фокального пятна определяет латеральное разрешение метода; длина фокальной перетяжки определяет глубину визуализации. Для объемной визуализации применяются акустические линзы малой угловой апертуры, ультразвуковое излучение при этом более эффективно проникает вглубь образца. Применение коротких зондирующих импульсов позволяет получать отраженный сигнал в виде набора отдельных, задержанных по времени возвращения эхо-импульсов. Каждый такой эхо-мпульс соответствует отражению от элемента внутренней структуры на определенной глубине – чем глубже структурный элемент расположен, тем позже эхо-импульс от него достигнет приемника. Таким образом, эхо-сигнал состоит из импульса, отраженного от передней поверхности образца, эхо-импульсов от внутренних границ раздела и элементов микроструктуры, эхо-импульса от дна образца. Время задержки каждого сигнала определяется как отношение удвоенного пути к скорости упругих волн в материале.

При формировании изображений полный эхо-сигнал (О-скан) внутри локальной области фокальной зоны запоминается и отображается от точки к точке в виде В- или С-сканов. В-скан формируется в результате одномерного движения линзы; отображается временная развертка эхо-сигнала внутри, так называемых, электронных ворот. Изображение соответствует поперечному сечению образца, на котором между эхо-линиями от поверхности и дна можно видеть эхо-линии от элементов внутренней структуры. Размеры этих эхо-линий зависят от соотношения длины волны зондирующего излучения и размера элементов микроструктуры. При известной скорости упругих волн в образце, можно точно определить глубину залегания того или иного отражателя.

Двумерное сканирование зондирующего ультразвукового пучка по образцу в фокальной плоскости позволяет получить изображение слоя внутри образца на выбранной глубине. Глубина залегания отображаемого слоя определяется временем задержки относительно эхо-импульса от поверхности образца; ширина слоя определяется электронными воротами на шкале времен задержки. Значение амплитуды эхо-сигнала в данной точке наблюдения сохраняется в памяти компьютера вместе с координатами этой точки; затем это значение отображается в соответствующей точке акустического изображения с помощью цветовой шкалы или градациями серого цвета. Таким образом, С-скан формируется как 2D карта амплитуды эхо-сигнала на определенной глубине внутри области сканирования акустической линзы. Современная электроника позволяет сохранять эхо-сигнал внутри широкого диапазона времен задержки, соответственно в широком диапазоне по глубине. Режим, при котором сохраняется полностью весь эхо-сигнал от объекта, позволяет восстанавливать объемную микроструктуру наблюдаемого объекта в виде набора последовательных изображений (С-сканов) на различной глубине.

Внутренняя микроструктура композита на основе эпоксидной матрицы и углеродного наполнителя, в том числе распределение углеродных частиц по объему образца, изучалась на экспериментальном оборудовании Института биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН, основой которого является сканирующий импульсный акустический микроскоп с рабочей частотой 50-200 МГц.

Визуализация объемной микроструктуры углеродного нанокомпозита выполнялась с помощью длиннофокусных акустических объективов, характеристики которых приведены в Табл.1. Акустические линзы с указанными параметрами позволяют отображать внутреннюю структуру образцов эпоксидной матрицы на глубине нескольких миллиметров с разрешением 15-50 мкм, в зависимости от частоты зондирующего излучения. Исследования проводились на образцах толщиной несколько миллиметров, что соответствовало длине фокальной перетяжки. Результат сканирования запоминается в виде базы данных об амплитуде сигнала и координатах сканирования, что затем используется для отображения структуры в виде последовательного набора поперечных (B-скан) или продольных (C-скан) слоев-срезов.

Таблица 1. Параметры рабочих акустических объективов

Частота ультра-звука, МГц	Фокальное расстояние в иммерсии, мм	Угловая апертура в иммерсии, град.	Диаметрфокуса, мкм	Длина фокальной перетяжки, мм
50	13.33	11	60	3.0
100	3.75	11	30	1.5

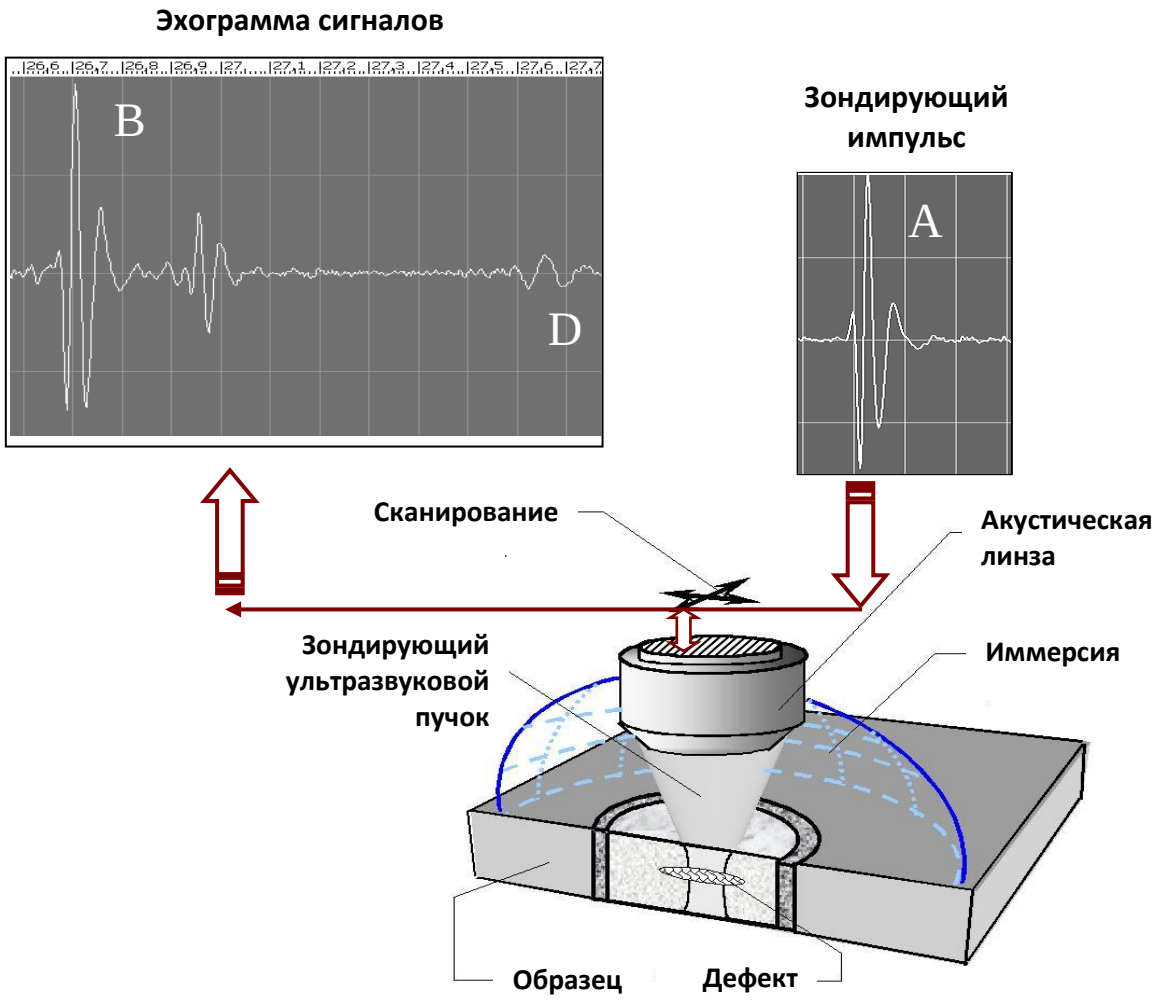


*Рис.1. Принципы импульсной акустической микроскопии: **A**– зондирующий ультразвуковой импульс; **B** – сигнал, отраженный от передней поверхности образца; **D** – эхо-сигнал от дна образца.*

Глубина визуализации определяется позиционированием электронных ворот на шкале времени задержки. Внутри интервала между сигналом, отраженным от передней

поверхности и дна образца, ворота перемещаются, тем самым формируются изображения на различной глубине. Для более толстых образцов такая процедура повторяется 2-3 раза для различных позиций фокальной перетяжки внутри толщины образца.

3. Исследование микроструктуры и упругих свойств нанокомпозитов методами импульсной акустической микроскопии

Исследовалась микроструктура и локальные упругие свойства композитных материалов, выполненных в виде эпоксидной матрицы с наполнителем из углеродных наночастиц различного происхождения.

В качестве матрицы для нанокомпозита применялась эпоксидная смола марки *EpicoteResin 828*. Графитовые частицы двух видов применялись в виде наполнителя. Для части образцов наполнителем служили частицы молотого эксфолиированного графита (*EG*) размером 100-500 мкм. Частицы *EG* обладали сложной ячеистой структурой, как видно из электронных изображений такой структуры, выполненных методами сканирующей электронной микроскопии [1]. Для оставшейся части образцов использовался наполнитель в виде частиц значительно меньшего размера, так называемого, толстого графена. Для его приготовления эксфолиированный графит подвергается последовательной механической и тепловой обработке, приводящей к возникновению частиц с многослойной параллельной упаковкой атомных, графеновых слоев (до 30-ти слоев). Размер таких частиц не превышает 10-12 нм.

В исследуемых образцах содержание графитовых наночастиц в обоих видах нанокомпозита не превышал 1,5% весовых процента. Толщина для разных образцов варьировалась от 0,5 до 1,5 мм. Поверхность образцов была полированной.

3.1. Последовательная визуализация объемной структуры образца связующего – эпоксидной смолы

На акустических изображениях образца эпоксидной матрицы (рис.2a) можно наблюдать гладкую однородную поверхность, за исключением нескольких сколов на краю образца. На рис.2b показано изображение внутреннего слоя толщиной ≈190 мкм на глубине ≈700 мкм. Единственный дефект, возможно локальное уплотнение, наблюдается на изображении (A, рис.2b). В целом микроструктура образца является однородной; присутствие отдельных дефектов наблюдаются в виде небольших светлых островков размером до нескольких миллиметров и могут быть, например, включениями пластификатора или воздуха. На изображениях поперечного сечения (рис.3) между эхо-линиями от поверхности и дна образца также обнаруживаются следы единичных включений.

3.2. Микроструктура композита на основе эпоксидной смолы с наполнителем из эксфолиированного и терморасширенного графита

На акустических изображениях внутренней микроструктуры композитных образцов наблюдаются конгломераты частиц эксфолиированного графита большого и среднего размера распределенные по всему объему (рис.4b,c и 5b,c). Общую картину распределения крупных частиц по объему можно определить по затемненным участкам на изображении дна (рис.4d и 5d). Наблюдается в большей степени однородное распределение частиц-конгломератов по объему нанокомпозита.

3.3. Изучение упругих свойств нанокомпозитов на основе эпоксидной смолы

Эффективным косвенным методом получения данных о структуре композитного материала является измерение в нем скорости звука и сравнение полученной величины со значениями скоростей в чистых компонентах композиции. Находящийся в нашем распоряжении образец затвердевшей эпоксидной смолы позволяет измерить величину скорости в матрице; скорость и ее ориентационная зависимость в материале

наполнителя - графите, известны из литературы [2]. Сравнение этих данных с результатами измерений на наших образцах позволяет получить дополнительную информацию о характере и свойствах композиции.

Данные по скоростям продольных волн в эпокси-графитовых нанокомпозитах, полученные в ходе исследований методом импульсной акустической микроскопии,

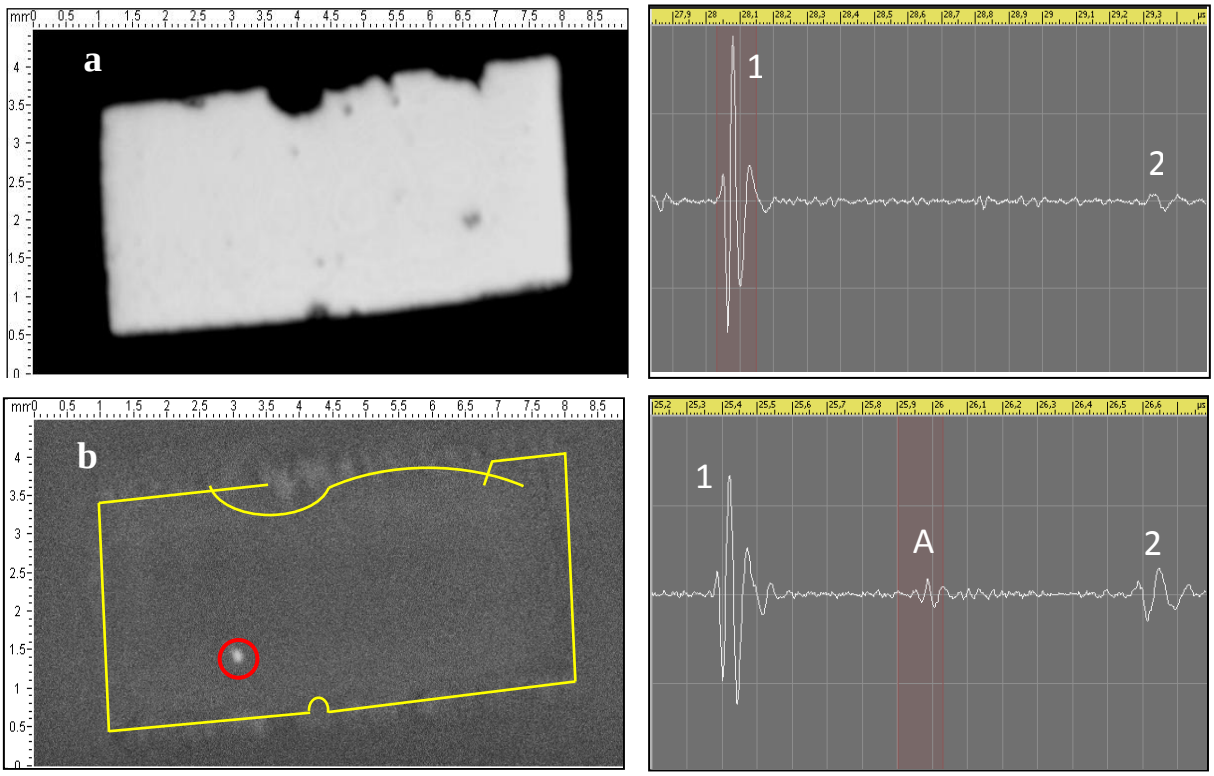


Рис.2 *Акустические изображения микроструктуры образца матрицы (эпоксидной смолы): a - фокус акустической линзы находится на поверхности, b – фокус смещен вглубь образца. 1 – импульс от поверхности; 2 – импульс, отраженный от дна; A – эхо от дефекта внутри образца. Рабочая частота – 100 МГц. Поле сканирования - 10×5 мм*

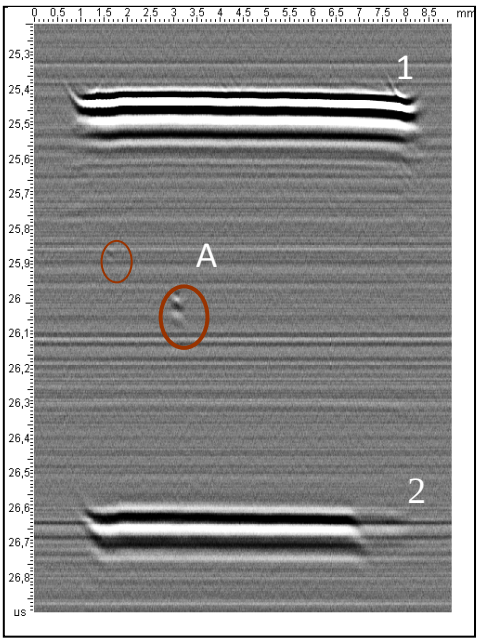


Рис.3. *Акустические изображения поперечного сечения образца эпоксидной матрицы (B-скан): 1 – импульс от поверхности; 2 – импульс, отраженный от дна; A – эхо от дефекта внутри образца. Рабочая частота – 100 МГц. Длина скана - 10 мм*

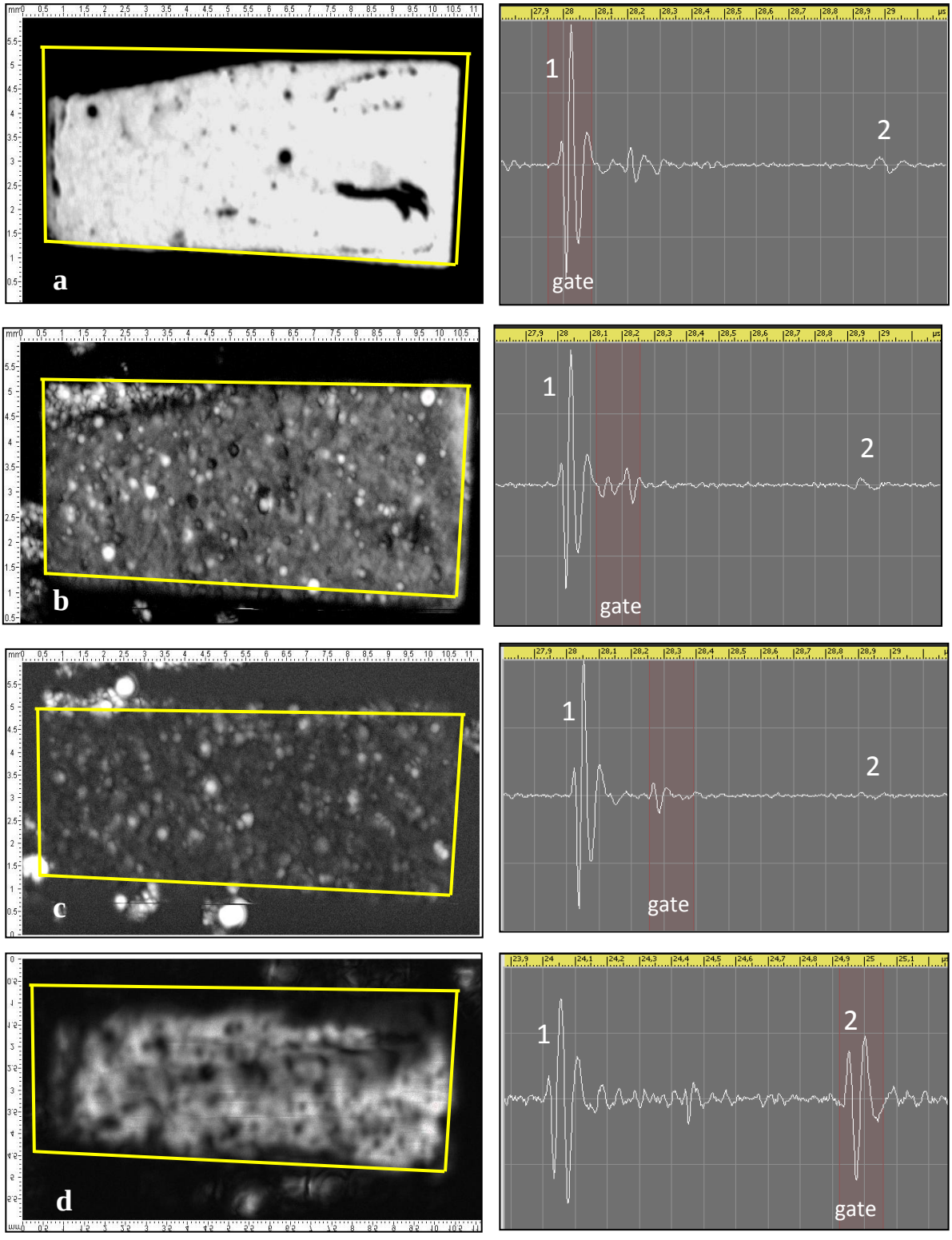


Рис.4 *Акустические изображения микроструктуры нанокомпозита, содержащего 1,5% вес. эксфолиированного графита (Epoxy+1,5% EG): a – изображение поверхности, b – слой на глубине 220 мкм; c – слой на глубине 405 мкм; d – изображение дна образца, толщина 1,35 мм. На осциллограммах показано положение электронных ворот при получении изображений: 1 – сигнал от поверхности образца, 2 – сигнал от дна,* ***gate*** *– положение отображаемого слоя. Частота - 100 МГц, поле - 10×5 мм*

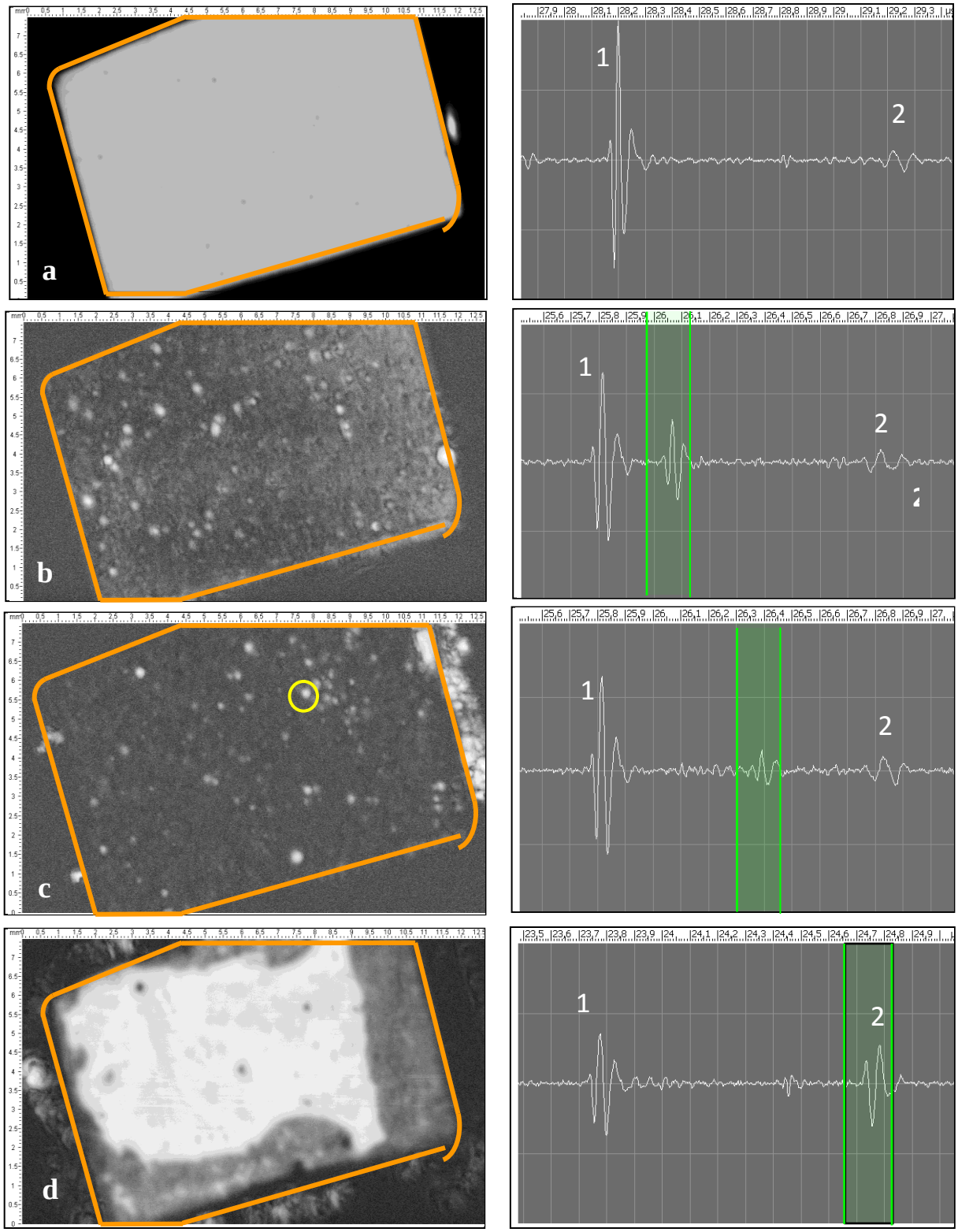


Рис.5 *Акустические изображения микроструктуры нанокомпозита, содержащего 1,5% вес. терморасширенного графита (Epoxy+1,5% TG): a – изображение поверхности, b – слой на глубине 260 мкм, толщина слоя 160 мкм; c – слой на глубине 770 - 945 мкм; d – изображение дна образца. На осциллограммах показано положение электронных ворот при получении изображений: 1 – сигнал от поверхности образца, 2 – сигнал от дна. Частота - 100 МГц; поле скана 7×12 мм*

представлены в Табл.2. Эхо-сигналы, обусловленные распространением в образцах поперечных волн, на эхограммах не наблюдались.

Таблица 2. Скорость продольных упругих волн в эпокси-графитовых нанокомпозитах

Наименование материала	**Толщина образца *d*, мм**	**Время задержки τ_L, мкс**	**Скорость звука *c*, км/с**
Эпоксидная смола	1,74 ± 0,01	1.20 ± 0,02	2.89 ± 0,04
Эпоксидная смола + TG 1.5% вес.	1.43 ± 0,01	0.98 ± 0,02	2.92 ± 0,04
Эпоксидная смола + EG 1.5% вес.	1.35 ± 0,01	0.95 ± 0,02	2.83 ± 0,04

Значения скорости продольных упругих волн *c* для изученных образцов двух типов нанокомпозитов и образцов чистой эпоксидной матрицы варьируются внутри доверительного интервала метода 1-2%. С добавлением частиц графита скорость упругих волн в эпоксидном материале несущественно изменяется. Основной причиной, вероятно, является низкое содержание графитовых частиц в композите (не более 1,5% вес.). Другой причиной несущественного влияния графитовых частиц на упругость в материале может быть присутствие воздушных полостей в композите. Пузырьки воздуха захватываются графитовыми частицами, в результате чего они становятся хорошо видны на акустических изображениях, при этом снижается величина скорости звука в материале.

4. Заключение

Методом импульсной акустической микроскопии были изучены образцы эпокси-графитовых нанокомпозитов. На акустических изображениях микроструктуры образцов, содержащих микрочастицы эксфолиированного и наночастицы терморасширенного графита, наблюдаются агломераты частиц размером 50-300 мкм. Послойная визуализация структуры композитов позволяет говорить о более или менее однородном распределении графитовых агломератов по объему образцов. Измерение скорости звука показывает, что упругие свойства нанокомпозита изменяются не существенно, по сравнению со свойствами чистой матрицы.

Результаты показывают, что для нанокомпозитов на основе эпоксидной смолы с наполнителем из эксфолиированного и терморасширенного графита характерно образование агломератов из наночастиц. Предсказываемые уникальные механические свойства нанокомпозитов предполагают наличие однородного распределения наночастиц в объеме материала [3]. В этой связи характеризация нанокомпозитов методами акустической микроскопии оказывается необходимым этапом при всяком исследовании их свойств, поскольку позволяет судить о наличии наноструктуры по всему объему материала и, в дальнейшем, прогнозировать их упругие свойства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Kuzhir*et al*., Epoxy composites filled with high surface area-carbon fillers: Optimization of electromagnetic shielding, electrical, mechanical, and thermal properties, JAP, 114(16), 164304 (2014).
2. Blackslee O.L. Elastic constants of compression-annealed pyrolytic graphite. J. Appl. Phys., 1970. v.41 (8), pp. 3373-3382.
3. Jancar J., Douglas J.F., Starr F.W., Kumar S.K., Cassagnau P., Lesser A.J., Sternstein S.S., Buehler, M.J., Current issues in research on structure - property relationships in polymer nanocomposites, Polymer, 51, 3321-43, 2010.

АКУСТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Петронюк Ю.С.[1)], Мороков Е.С.[1)], Левин В.М.[2)], Зеленов В.И.[3)]

[1)]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва;
[2)]Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва;
[3)]ОАО «Научно-исследовательский институт технологии и автоматизации производства», г.Зеленоград

E-mail: jps7@mail.ru

Одним из последних достижений современной микроэлектроники является производство многослойных кристаллических чипов, при котором электронный модуль формируется в виде стопки электрически связанных кристаллов. Для данной технологии важным оказывается отсутствие дефектов в электронном соединении и, так называемые, скрытые дефекты - механические дефекты кристаллической укладки, сборки и упаковки. Применение многослойных модулей в составе системы управления космических аппаратов и станций предъявляет особенные требования к качеству сборки. Дефекты сборки не обнаруживаются с помощью электрических тестов, поэтому ультразвуковые методы высокого разрешения оказываются одними из лучших для неразрушающего контроля многослойных микросхем.

Возможность обнаружения скрытых дефектов была показана методами импульсной акустической микроскопии. Предложенные методы позволили обнаруживать дефекты адгезии, на границе между кристаллами, дефекты ультразвуковой пайки контактов, распределение теплоотводящего слоя (полиимидной сетки), скрытые внутренние трещины кристаллов. Применение фокусированного высокочастотного излучения и высокий показатель преломления звука в кремниевом кристалле позволяет выполнять акустическую визуализацию на глубине не более, чем стопка из трех-четырех кристаллов, каждый из которых толщиной 690 мкм.

Электронные многокристальные модули по сравнению со стандартными полупроводниковыми имеют значительные преимущества благодаря более коротким соединительным проводникам и меньшими габаритами. По этим причинам множество производителей электроники переходят от сборки печатных плат к многокристальным модулям. Но, в связи с достаточно высокой стоимостью таких изделий, важным условием для успешного производства становится возможность обнаруживать дефекты и выявлять причины их появления [1].

3D технологии в производстве микроэлектронных компонент является одной из новинок в современной электронике. Многокристальные электронные модули формируются в виде стопки из отдельных кристаллов, которые электрически связаны. Новая производственная технология, безусловно, требует соответствующих методов неразрушающего контроля. Чаще всего два вида дефектов оказываются критическими: дефекты в электрическом соединении и механические дефекты кристаллической укладки, сборки и упаковки. В первом случае дефекты обнаруживаются посредством специальных электрических тестов. Во втором - дефекты не могут быть найдены электрически; они появляются через какое-то время эксплуатации модуля; поэтому такие дефекты называют «скрытыми». Для выявления скрытых дефектов в электронной промышленности активно применяется импульсная акустическая микроскопия [2-5]. Но все же, современная микросхема содержит от 4 до 50 кристаллических слоев, необходимость осмотреть область контакта между слоями, а также целостность механической структуры модуля в целом остается проблемой. В этом случае импульсная акустическая микроскопия предлагает несколько методов контроля – эхограмма сигналов, B-и C-сканирование, 3D отображение. Данная работа посвящена особенностям акустической визуализации многокристальных модулей, обсуждаются возможности и недостатки акустической инспекции высокого разрешения.

Методы и образцы

Акустическая микроскопия позволяет восстанавливать внутреннюю структуру оптически непрозрачных объектов [2]. Основные принципы методов импульсной акустической микроскопии описаны в [6,7]. Короткий фокусированный ультразвуковой импульс (50-200 МГц) распространяется в объекте исследований в виде продольных и поперечных, как показано на рис.1. Выходной сигнал микроскопа содержит эхо-сигналы от поверхности внутренних границ раздела, которые различаются по времени задержки и могут использоваться для отображения внутренней структуры. На акустических изображениях отображаются структурные элементы, размер которых близок или более, чем длина волны зондирующего сигнала. В работе центральная частота зондирующего импульса составляла 35 и 85 МГц. Фокусное расстояние акустических объективов было равно 20 и 5 мм, соответственно. Половина угла апертуры линз составляла 11° в дистиллированной воде, которая использовалась в качестве иммерсионной жидкости. Эксперименты проводились на акустическом микроскопе, разработанном в Институте биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН.

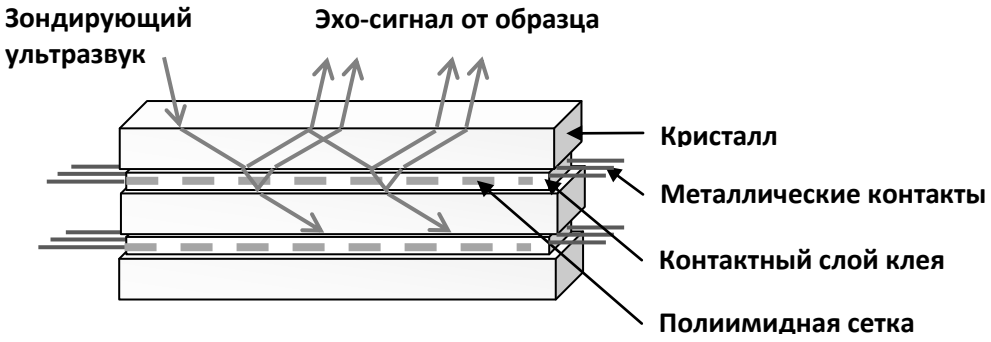


Рис.1 Формирование импульсного эхо-сигнала при наблюдении структуры многокристального модуля микроэлектроники

Рабочие образцы многокристальных электронных модулей были изготовлены из нескольких (2-4) кремниевых пластин ориентации (001), контактных слоев клея 50-60 мкм толщиной с/без полиимидной сеткой внутри толщиной 30 мкм. Площадь образцов составляла 9,5x9,5 мм^2; толщина кремниевых пластин была 460 и 690 мкм.

Осциллограммы эхоимпульсов, акустические изображения в виде B и C-сканов использовались для анализа во время экспериментов. В режиме 3D скана полный эхосигнал запоминался в каждой точке площади сканирования, что позволило слой за слоем восстановить внутреннюю структуру образцов без потери данных. Затем B и C изображения интересных зон были выбраны для обсуждения.

Результаты экспериментов и обсуждения

Изучение параметров 3D модуля, включая целостность слоев клея и контроль контактных площадок, было выполнено путем постепенного накладывания кремниевых пластин. Высокие значения скоростей звука в кремнии оказались причиной сильного преломление на границах слоев, что препятствовало эффективному распространению звука в объем образца. Достаточно очевидная интерпретация изображений достигалась для первых двух контактных слоев, т.е. для образца из четырех кремниевых пластин наблюдаемых с обеих сторон. На рис.2 показаны осциллограммы эхосигналов,

полученные для двух образцов: (1) отдельный кремниевый чип 690 мкм толщиной; (2) структура из двух кремниевых пластин с контактным слоем между ними. Как видно из изображения образец эхосигнала для отдельной пластины (Рис. 2a) довольно тяжело интерпретировать. Эхоимпульсы от поверхности пластины и дна, а также их многократные переотражения, вызванные акустическими волнами различной поляризации, можно выделить на эхограмме. Наличие всех этих эхоимпульсов маскирует эхосигналы от более глубоких слоев структуры электронного модуля; это видно на осциллограмме эхосигнала структуры из двух склеенных пластин (Рис. 2b).

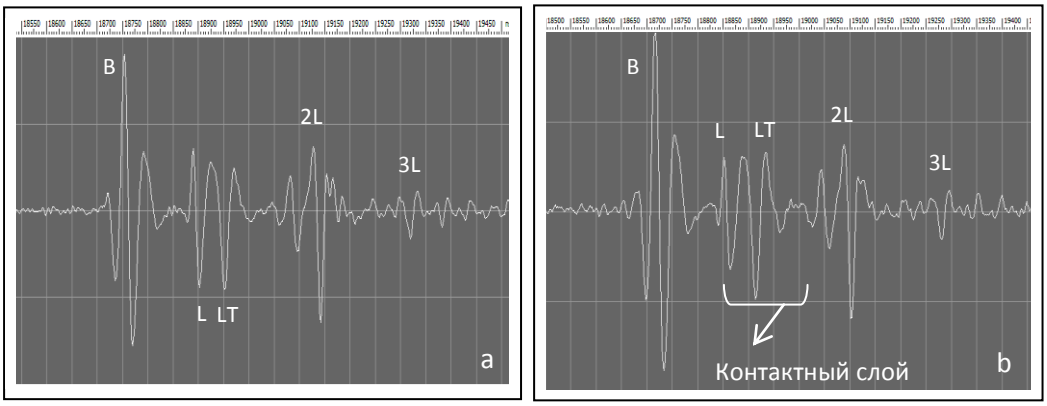


Рис.2 Осциллограмма эхосигнала (A-скан) для отдельной пластинки кремния (a) и для структуры из двух пластин с контактным слоем между ними (b). B – отражение от поверхности, L, LT, 2L, 2LT, 3L – отражения от дна верхней пластины образца, обусловленные комбинированным распространением продольных и поперечных упругих волн. Скобкой обозначена зона, относящаяся к контактному слою

Основные результаты послойной визуализации внутренней структуры образцов представлены на рис. 3-4. Структура из двух кремниевых пластин с контактным слоем клея и полиимидной сеткой в нем, алюминиевыми контактами была исследована методами акустической микроскопии. Эксперименты показывают, что метод позволяет визуализировать дефекты целостности контактного слоя и скрытые трещины в кристаллах. На акустических изображениях была обнаружена глубокая трещина, которая распространяется от поверхности к дну верхней кремниевой пластины (Рис.3a-3c). Протяженная дефектная зона внутри контактного слоя была обнаружена в образце; в этой области на изображении присутствует яркий контраст (светлая область с высоким уровнем отражения, рис.3b). Потеря контакта приводит к тому, что становится невозможным визуализировать более глубокие слои, включая полиимидную сетку и контактные площадки. Дефекты маскируют изображения этих слоев (Рис.3c). B-сканы на рис.3d соответствуют поперечному сечению образцов вдоль линии 1 на рис 3c. На B-сканах волнообразные, наклонные и прерывистые линии указывают на наличие дефектов: трещина в верхнем кристалле и замятие полиимидной сетки в контактном слое между пластинами.

Акустические изображения образца с изогнутой полиимидной сеткой приведены на рис.4. Акустический контраст сетки является неоднородным по всей площади образца: часть сетки с ярким контрастом, другая ее часть затемнена (Рис.4б). При смещении фокуса в более глубокий слой контраст изменяется на обратный (Рис.4в). Дефекты укладки изолирующей сетки хорошо обнаруживаются посредством B-сканов (Рис.4-1 и 4-2).

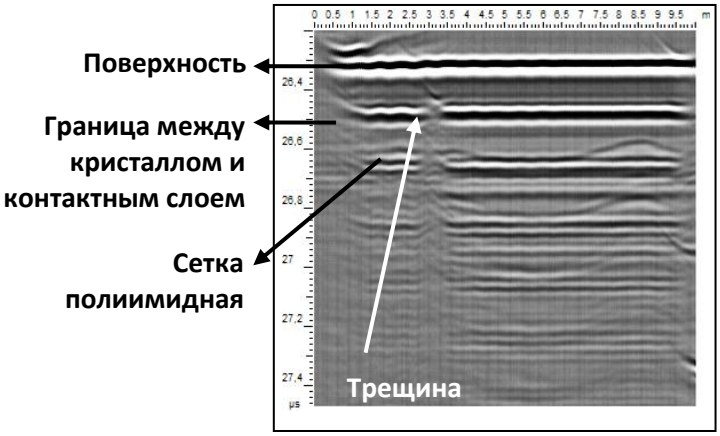
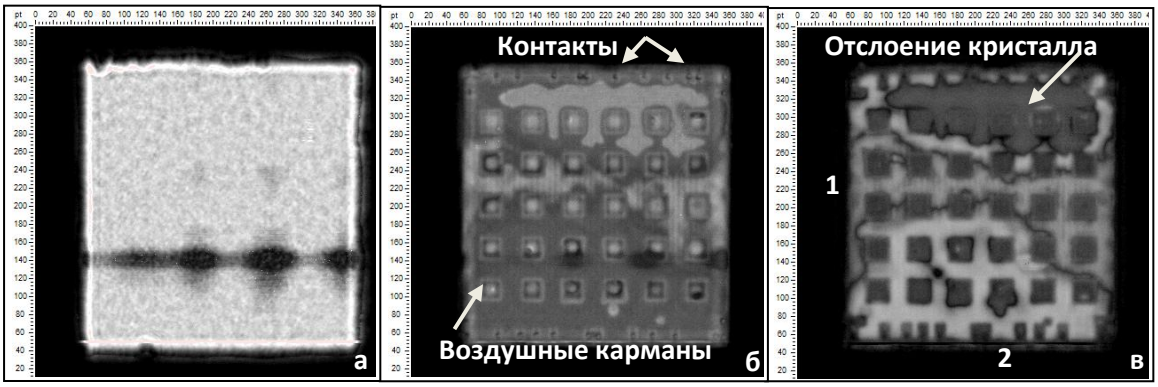


Рис.3 Акустическое изображение поперечного сечения образца многослойного микроэлектронного модуля. Наблюдаются прямая линия эхосигнала от поверхности и границы кристалла с контактным слоем, распределение полиимидной сетки внутри контактного слоя наблюдается в виде искривленной линии. В кристалле обнаружена внутренняя трещина



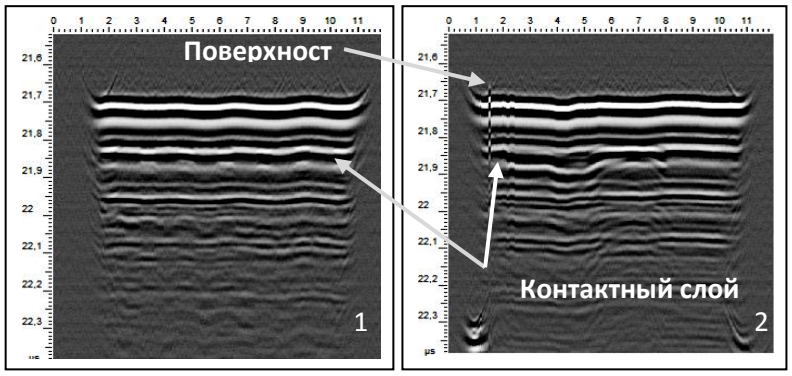


Рис.4 Акустические изображения 3D микроэлектронного модуля: а – поверхность образца; б – граница между верхним кристаллом и контактным слоем; в – контактный слой. 1 и 2 – изображения, соответствующие поперечному сечению образца в плоскостях, указанных линиями (в)

Помимо замятия полиимида в контактном слое, на С-сканах контактной зоны между двумя кремниевыми кристаллами наблюдаются отслоение кристалла и воздушные полости внутри ячеек сетки (Рис. 4б). Вдоль краев кристалла прослеживаются места сварки контактов. На изображении качественные контакты наблюдаются в виде темных пятен.

Заключение

Результаты экспериментальных работ показывают, что импульсная акустическая микроскопия имеет потенциал в области неразрушающего контроля 3D электроники. Метод позволяет визуализировать дефекты контактного слоя между рабочими кристаллами, в т.ч. элементы изоляции (полиимидная сетка) и места ультразвуковой сварки, дефекты целостности контактного слоя - пустоты и отслаивания кристаллов, скрытые трещины кристаллов и дефекты 3D сборки модуля в целом. Специальной подготовки образцов для проведения акустической визуализации не требуется. Метод является иммерсионным; визуализация выполняется послойно, на первом этапе - через верхний кристалл на глубине первого клейкого соединения. Результаты экспериментов показывают, что глубина контроля существенно зависит от присутствия и количества дефектов в контактных слоях, в т.ч. толщины клея и однородности распределения изоляционного материала (полиимидной сетки). Целостность контактных слоев может быть определена исходя из общей площади наблюдаемых дефектов. Для более точного определения критериев качества сборки 3D микроэлектронного модуля, необходима дополнительная экспериментальная работа, включая акустическую визуализацию высокого разрешения образцов до и после механической и температурной нагрузки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yacobi B.G., Martin S., Davis K., Hudson A., and Hubert M. (2002) “Adhesive bonding in microelectronics and photonics”, *Journal of Applied Physics*, 91(10), 6227-6262.
2. Briggs, A. (1992), *Acoustic Microscopy*, Clarendon Press, Oxford.
3. Moore, T.M. (1992) “C-Mode Acoustic Microscopy Applied to Integrated-Circuit Package Inspection”, *Solid-State Electronics*, 35 (3), 411-421.
4. Pfannschmidt G., (1996) “Characterization of electronic components in acoustic microscopy”, *in Advances in Acoustic Microscopy, Briggs, A. and Arnold, W.* Plenum Press, New York, 1-38.
5. Crean G.M., Flannery C.M., and Mathuna S.C., (1995) “Acoustic Microscopy Analysis of Microelectronic Interconnection and Packing Technologies”, *in Advanced in Acoustic Microscopy, Briggs A., Plenum Press, New York*, 1-48.
6. Gilmore R.S., Tam K.C., Young J.D., Howard D.R. Acoustic microscopy from 10 to 100 MHz for industrial applications. Phil.Trans.Royal Soc.Lond., 1986, v. A320, pp.215-235.
7. Levin V.M., Petronyuk Y.S., Ponevazh I.V., (2004) “Interaction of short pulses of focused ultrasound with interfaces and planeparallel objects”, *in Acoustical Imaging, Vol. 27, Edited by W. Arnold and S. Hirsekorn, Kluwer Academic/Plenum Publishers, Dordrecht & New York*, 69-76.

ДВУМЕРНЫЕ ПЬЕЗОМАТРИЦЫ С ИНТЕГРАЛЬНЫМ ПЗС КОММУТАТОРОМ СИГНАЛОВ ДЛЯ СИСТЕМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙВИЗУЛИЗАЦИИ

Свет В.Д.[1)], Чернокожин В.В[2)]. Завадский Ю.И.[2)] , Выдревич М.А.[3)]

[1)] ОАО «Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева" Москва, [2)]ОАО «Пульсар», Москва, [3)]ЗАО «НПП СИЛАР», Санкт-Петербург

Тел. +7 499 723 65 41 доб.0-35, E-mail: vsvetd@mail.ru

Рассмотрены способы построения 2D пьезоматриц со встроенным коммутатором на основе ПЗС матриц. Такое решение позволяет создавать приемные антенные решетки практически с неограниченным числом элементов, а высокие скорости считывания сигналов и высокий динамический диапазон современных ПЗС матриц позволяет реализовать высокую чувствительность УЗ приборов и их высокое быстродействие. Приводятся расчетные оценки пороговой чувствительности и результаты измерений ряда параметров акустического поля таким гибридным прибором.

В современных устройствах УЗ медицинской диагностики, неразрушающего контроля и подводного звуковидения в основном используются одномерные фазированные решетки для получения 2Dи 3D акустических изображений. Ряд систем УЗ медицинской диагностики используют и двумерные датчики, однако число приемных элементов в них пока что невелико, а стоимость таких датчиков сравнима со стоимостью самой системы. В последнее время интенсивно развиваются исследования по разработке двумерных матриц на основе CMUT (Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer) приемников, интегрально соединенных с КМОП электроникой [2]. Однако сами акустические приемники в CMUT, являясь конденсаторными микрофонами, обладают многими недостатками и могут использоваться далеко не для всех практических применений. В этой связи весьма показательно, что разработанные еще в 1960-х гг. Розенбергом Л.Д., Семенниковым Ю.Б и Ощепковым П.К. УЗ камеры с твердотельной пьезоэлектрической матрицей и электронно-лучевым коммутатором (уникоником) до сих пор остаются приборами, не превзойденными ни по числу приемных элементов (10^5), ни по быстродействию (24 кадра/сек) [1], Рис.1.

Рис. 1. Двумерная пьезоматрица из 96×96 элементов на частоту 1,7 МГц и электронно-лучевой коммутатор (уникон)(АКИН, разработка 1980 г.)

Основные принципы построения двумерных УЗ датчиков

Под двумерным УЗ датчиком, УЗД, мы будем понимать гибридное устройство, состоящее из двумерной пьезоматрицы и коммутатора сигналов. Создание таких устройств требует существенно иных подходов к разработке, чем при использовании схемотехнических решений, характерных для традиционных УЗ систем. Первичным чувствительным элементом, составляющим основу любого УЗ приемника, является пьезоэлемент (пьезоконденсатор, ПК), преобразующий акустическое давление в электрическое напряжение. ПК располагаются в виде регулярного массива с размерами

элементов от 50 до 1000 мкм в зависимости от диапазона рабочих частот. Изготовление таких матриц не представляет трудностей. Основная сложность - это создание схемы считывания с электрических сигналов с элементов матрицы. Эта схема должна обеспечивать регистрацию «мгновенных значений» напряжений со всех элементов массива, причем выборки сигнала должны повторяться с частотой, по крайней мере, в два раза превышающей верхнюю границу рабочего диапазона. Если рабочая полоса частот составляет от 1 до 50 МГц, то частота выборки будет изменяться соответственно от 2 до 100 МГц. Что касается количества выборок сигнала с каждого элемента, то оно должно перекрывать по длительности тот временной интервал, в течение которого на приемник поступает акустический сигнал, отраженный от интересующего слоя зондируемого объекта. Для считывания сигнала в традиционных линейных УЗ датчиках используется набор каналов преобразования сигнала по одному на каждый элемент массива. Каждый канал состоит из усилителя напряжения и АЦП. При работе УЗД все каналы преобразования работают одновременно и в совокупности формируют параллельный поток цифровых данных, поступающий в систему обработки. Совершенно ясно, что создание компактного УЗД, состоящего из 100×100 элементов, является достаточно сложной и дорогостоящей задачей. Традиционная схема УЗД с параллельным считыванием сигналов, которая успешно применяется многие годы для работы с одномерными УЗД, совершенно непригодна при попытке создания двумерных (матричных) структур. Возрастание числа каналов до нескольких тысяч приводит к необходимости введения схемы коммутации (мультиплексора), которая позволяла бы производить последовательный опрос сигнала с разных ячеек. В этом случае число каналов усиления и оцифровки может быть уменьшено до разумного значения (в предельном случае до одного). Такой мультиплексор должен представлять собой монолитную интегральную схему, имеющую матричную структуру с тем же числом и расположением элементов, что и массив ПК. В первую очередь, необходимо иметь в виду, что последовательный опрос двумерного массива из нескольких тысяч ячеек неминуемо будет занимать значительное время – порядка нескольких миллисекунд. Это на несколько порядков больше, чем допустимый интервал времени между последовательными отсчетами сигнала с каждой ячейки (десятки или сотни наносекунд). Отсюда следуют два основных положения:

- Мультиплексор должен содержать матрицу ячеек «выборки/хранения» (sample/hold), играющую роль аналоговой памяти. Эти ячейки должны стробироваться одновременно по всему массиву, причем апертурное время выборки сигнала должно быть достаточно малым (в зависимости от рабочей полосы частот сигнала от сотен до единиц наносекунд). По окончании стробирующего импульса ячейки должны обеспечивать хранение сигнала в течение всего времени опроса массива. В свою очередь схема коммутации и считывания должна работать с сигналами, хранящимися в этих ячейках памяти, Рис.2.
- Для снятия одного кадра УЗ поля необходимо использовать режим стробоскопической развертки. Это означает, что для получения одного кадра изображения необходимо провести многократное повторение цикла «зондирование – стробирование – считывание». При этом интервал времени между зондирующим и стробирующим импульсами должен изменяться от цикла к циклу так, чтобы при объединении отсчетов сигнала, полученных в разных циклах, можно было восстановить полную картину изменения сигнала в каждой ячейке в течение требуемого интервала времени.

Во многих работах рассматриваются схемы двух координатного мультиплексора на основе кремниевой CMOS технологии. Такие схемы успешно применяются в CMOS датчиках оптического изображения. Однако эти схемы обладают одним существенным недостатком – высоким уровнем шумов и перекрестных помех. Это связано с тем, что для считывания сигнала используются сквозные шины, пересекающие все поле

прибора и имеющие сравнительно большую емкость. При работе с относительно большими сигналами этот недостаток не столь важен, однако если требуется коммутировать УЗ сигналы на уровне единиц микровольт, то проблема шумов выходит на первый план.

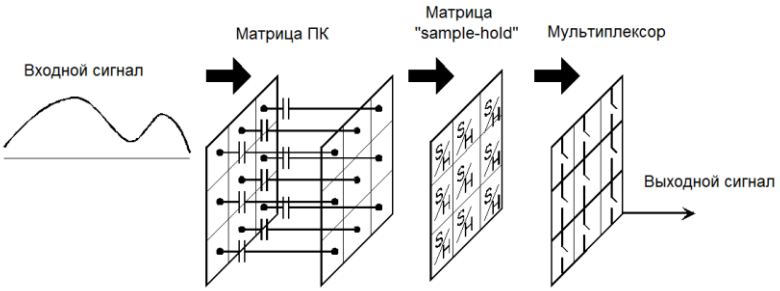


Рис. 2. Структурная схема матричного УЗИ приемника

Именно по этой причине CMOS датчики изображения не могут конкурировать с оптическими датчиками на приборах с зарядовой связью (ПЗС) в тех областях применений, где требуется достижение предельных параметров по чувствительности и динамическому диапазону. Поэтому разработка интегрального мультиплексора на основе технологии ПЗС представляется наиболее перспективной для УЗ визуализации.

Основные принципы построения мультиплексора на основе ПЗС

Основное свойство ПЗС-матриц, определяющее их широкое использование в системах получения изображений, это свойство самосканирования. Полезный сигнал, сформированный тем или иным способом, хранится в ячейках матрицы в виде зарядовых пакетов. Эти пакеты перемещаются из ячейки в ячейку под действием управляющих импульсов, причем процесс переноса является практически «бесшумным». Единственное место в приборе, которое вносит дополнительный шум, это выходной узел считывания, преобразующий зарядовые пакеты в импульсы напряжения на выходе прибора. Результирующий уровень шума в современных ПЗС составляет от единиц электронов до 30-50 электронов в зависимости от скорости считывания. Второе важное достоинство ПЗС матриц– это простота и регулярность структуры прибора, что дает возможность минимизировать неравномерность сигнала по полю прибора (так называемый геометрический или фиксированный шум).

При разработке мультиплексора на основе ПЗС, структурная схема, приведенная на Рис.2 несколько изменяется. Дело в том, что в ПЗС матрице функции хранения и коммутации (переноса) сигнальных зарядовых пакетов совмещены в одном и том же элементе – ячейке ПЗС. Таким образом, между ячейками ПЗС и матрицей ПК должны стоять не устройства выборки/хранения, а лишь устройства выборки (считывания сигнала), поскольку функция хранения уже реализуется самой ПЗС матрицей. Технологическим недостатком ПЗС для их применения в УЗД является рассогласование типовых размеров ячеек ПЗС и ячеек ПК. Дело в том, что шаг ячеек переноса ПЗС должен находиться в диапазоне примерно от 10 до 20 мкм. В то же время для построения УЗ приемника необходима матрица с шагом расположения элементов от 50 до 500 мкм. При таком увеличении шага ячеек ПЗС существенно ухудшается такой важнейший параметр, как эффективность переноса заряда, кроме того снижается быстродействие (увеличивается время на один перенос). Возможно несколько путей преодоления этого недостатка, например применение специальных многоканальных соединителей с разными размерами входных и выходных контактов. Однако более

детальное рассмотрение этой проблемы показывает, что малые размеры ячеек ПЗС не только не препятствуют разработке УЗД, но и могут быть обращены в достоинство.

Рассмотрим для примера структуру матричного ПЗС мультиплексора, изображенный на Рис.3. Пусть узлы считывания сигнала с ПК расположены с шагом 100 мкм (длина волны 200 мкм), а ячейки вертикального переноса заряда ПЗС имеют шаг 12,5 мкм, то есть на один ПК приходится 8 ячеек ПЗС.

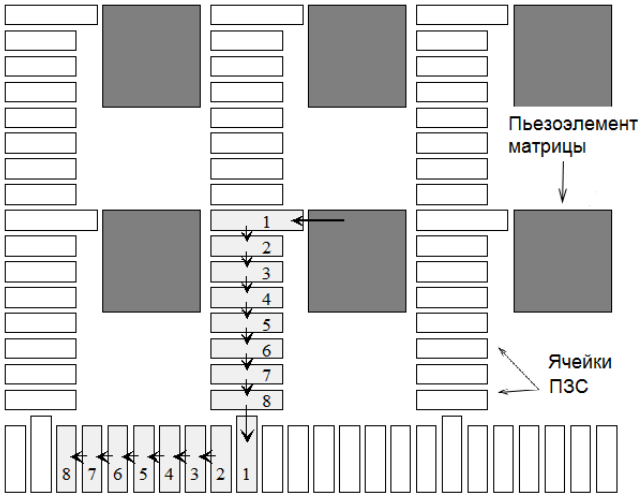


Рис. 3. Возможная топологическая структура матричного ПЗС мультиплексора

Это дает возможность построить алгоритм работы всей системы более эффективно, поскольку «лишние» ячейки ПЗС могут быть использованы в качестве дополнительной буферной памяти. В этом случае после съема сигнала с ПК, чтобы освободить приемные ячейки ПЗС для следующей порции заряда нет необходимости немедленно проводить полное считывание зарядовых пакетов со всего массива, а достаточно лишь провести один шаг вертикального переноса зарядовых пакетов. На это требуется всего лишь около 2 мкс, то есть на три порядка меньше времени, чем на считывание полного кадра. Это означает, что после излучения одного зондирующего импульса система успевает произвести не один отсчет сигнала, а несколько (в данном случае 8). При этом считывание всего массива информации производится после заполнения буфера, что дает возможность сократить общее время получения кадра. При эффективной частоте выборки сигнала 5 МГц и интервале между выборками в каждом цикле 2 мкс, для снятия полного кадра изображения необходимо провести 10 циклов зондирования. При этом общее число отсчетов сигнала с каждого элемента составит 80, а перекрываемая длительность отклика будет равна 16 мкс, что соответствует толщине просматриваемого водоподобного слоя 12 мм. При необходимости толщина слоя может быть легко увеличена путем увеличения интервала между выборками. При этом время получения полного кадра пропорционально возрастет. Например, при интервале в 10 мкс для снятия полного кадра понадобится уже 50 циклов зондирования, а толщина слоя составит 60 мм. Необходимо отметить, что речь идет не о плоском срезе, а фактически о трехмерной картинке. То есть зондирование с помощью такой двумерной матрицы позволяет без перемещения датчика получить полную информацию о пространственном расположении исследуемых объектов. Разумеется, увеличение объема получаемой информации приводит к увеличению длительности цикла работы системы. При формате матрицы

приемника 100×100 элементов, глубине буферной памяти в 8 элементов и тактовой частоте считывания на выходе ПЗС 5 МГц время считывания одного кадра составит 16 мс. Для 10 циклов зондирования полное время получения изображения составит 160 мс, то есть система сможет работать с частотой обновления изображения около 6 кадров в секунду. Если же необходимо просматривать слой толщиной 60 мм, то полное время получения изображения составит 800 мс, то есть частота кадров будет всего лишь 1,2 Гц. Однако, в ПЗС матрицах очень легко организовать режим многоканального считывания сигнала. Для этого в структуру матрицы должны быть заложены несколько (при необходимости до нескольких десятков) выходных узлов считывания, а поле прибора разбивается на соответствующее число секций. Считывание сигналов при этом будет происходить параллельно по многим каналам, что позволяет в соответствующее число раз сократить общее время цикла работы системы. Например, для 8 параллельно работающих выходных устройств, время получения полного кадра уже составит 100 мс. Таким образом, можно констатировать, что использование матричной ПЗС структуры для построения мультиплексора сигнала УЗД позволяет решить поставленную задачу. При этом обеспечивается достаточная простота структуры, а также легкость ее адаптации к частным требованиям при разработке конкретных систем УЗ визуализации.

Чувствительность УЗД на ПЗС структурах

Абсолютные значения чувствительности прибора ПЗС к акустическому давлению для схемы считывания заряда рассчитываются достаточно просто, поскольку сигнальный заряд в ячейке ПЗС просто равен заряду, индуцированному ПК, $P_{пор}=Q_{пор}/(d_{33}\cdot S)$, где S – размер ячейки. Если, например, для материала ПВДФ Piezoflex пьезомодуль $d_{33}=34*10^{-12}$ Кл/Н, то для ячейки размером 200×200 мкм получается чувствительность около 8 электронов/Паскаль. При среднем значении собственном шума ПЗС матрицы в 40 электронов получаем пороговую чувствительность прибора к акустическому давлению на уровне $P_{пор}= 5\ Па$. Это значение может быть гораздо меньше, если использовать твердотельную пьезокерамику, например, типа НЦТБС с пьезомодулем $d_{33} = 650*10^{-12}$ Кл/Н. При этом пороговые значения давления будут уже порядка в 20 раз меньше, 0,25 Па. Можно еще значительно увеличить чувствительность, если использовать охлаждение ПЗС с помощью встроенного микрохолодильника Пельтье, при котором собственный шум уменьшается на порядок – 3-6 электронов. Верхняя граница динамического диапазона сигнала в ПЗС определяется зарядовой вместимостью ячейки и составляет обычно от 100 до 500 тысяч электронов в зависимости от размера ячеек. Взяв среднее типовое значение 250 тысяч, и учитывая, что оптимальный режим работы ПЗС соответствует сигналу около половины от максимума, получим, динамический диапазон системы не менее 80 дБ.

Для демонстрации принципиальной возможности использования ПЗС для приёма высокочастотного УЗ сигнала с пьезодатчика был использован линейный фоточувствительный прибор А-1202 с 1024 фоточувствительными элементами (ФЧЭ). Прибор рассчитан на частоту вывода информации до 20 МГц.Для ввода УЗ сигнала с пьезодатчика использовался только регистр переноса, а вся фоточувствительная часть была отключена. Использовалась тактовая частота 5 МГц, т.е. период вывода сигналов составлял 200 нс. Одна обкладка пьезодатчика была подключена к входному диоду, другая – к подложке (подложка – на «земле»). Таким образом, с задержкой около на 210 мкс на выходе ПЗС появляется последовательность импульсов напряжения, пропорциональных по амплитуде заряду на обкладках УЗ датчика. После подачи питающего напряжения, на экране осциллографа можно наблюдать последовательность направленных вниз пиков напряжения, Рис.4.

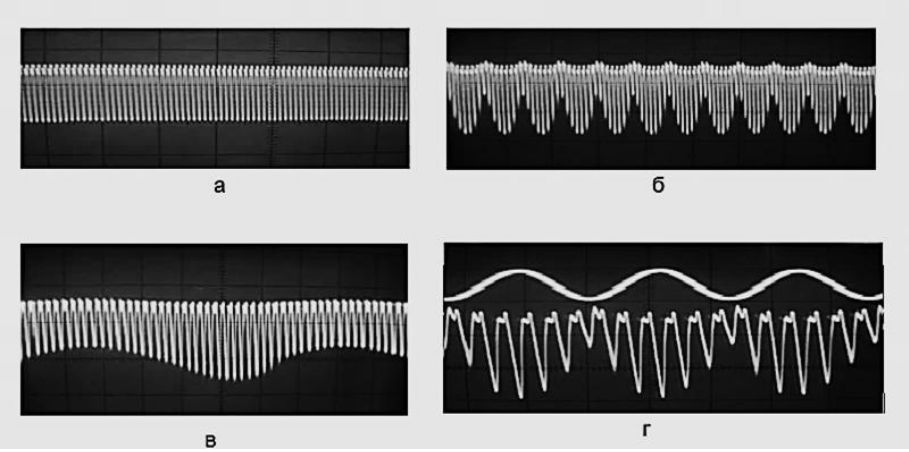


Рис. 4. Осциллограммы сигналов. а) Сигналы ПЗС в отсутствие акустического сигнала. б) Акустический сигнал с частотой 1 МГЦ. в) Акустический сигнал с частотой 250 кГц. г) Структура сигналов с выхода ПЗС. Аналоговый сигнал после детектора (вверху)

Огибающая минимумов этих пиков в отсутствие воздействия УЗ генератора образует "ось" последующего гармонического сигнала от УЗ датчика. При включении УЗ генератора огибающая принимает форму синусоидального акустического сигнала. При этом, если акустический сигнал слишком велик амплитудные значения сигналов ПЗС "обрезаются" либо сверху, либо снизу, либо с обеих сторон. Ограничение сверху (на экране осциллографа) возникает тогда, когда положительный заряд на нижней обкладке пьезодатчика «отбирает» на себя весь ток с сопротивления на входе и в потенциальные ямы регистра ничего не попадает (т.е. произведение тока на время накопления 200 нс меньше заряда на обкладке пьезодатчика). А ограничение снизу связано с конечным объёмом (ёмкостью") потенциальных ям регистра. Оценки динамического диапазона показали, что он составил около 68 дБ.

Современная технология изготовления ПЗС матриц, их высокая тактовая частота (до 200 МГц), большой динамический диапазон, малые размеры, огромное число (с точки зрения акустики) пикселов и возможности использования технологии “flip-chip” для соединения элементов пьезоматрицы со входами ячеек ПЗС позволяют утверждать о перспективности разработки и создания таких гибридных устройств для различных применений приборов ультразвуковой визуализации. При этом одновременно решается такая важная задача, как миниатюризация гибридного УЗД датчика, поскольку вся необходимая управляющая электроника и выходной интерфейс выпускаются в интегральном исполнении с микропроцессором и программируемой цифровой обработкой данных. На рис.5. показана РЗС матрица с управляющим модулем [3]

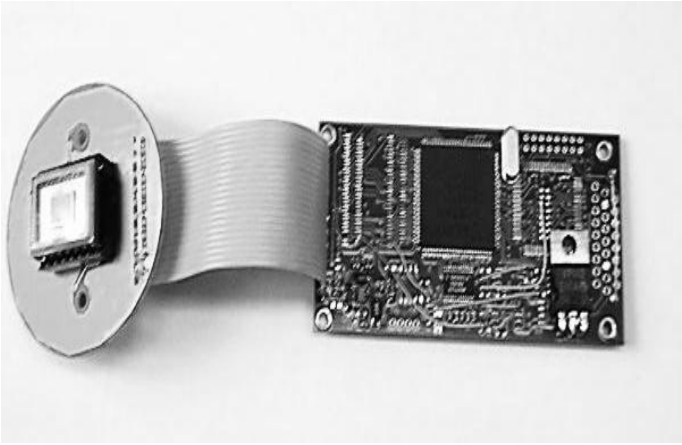


Рис. 5. Бескорпусной модуль с ПЗС матрицей и выводом изображения по шине USB (ОАО « Пульсар»)

В заключение отметим, что предложенное решение позволяет создавать устройства УЗ визуализации в различных вариантах – с использованием акустических линз или фазированных антенных решеток. Поскольку число ячеек в ПЗС на 2-3 порядка может превосходить число элементов в пьезоматрицах, то становится возможным организовывать считывание информации не только с высокой скоростью, но и с заданными и произвольными законами опроса.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 14-15-00665.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байков С.В., Свет В.Д., Сизов В.И. Экспериментальные исследования разрешающей способности и чувствительности звуковизора с линзовым объективом // Акустический журнал, - 2000, - т.46, -№ 5, С. 596-600.
2. WygantI.O., ZhuangX., YehD.T., OralkanO., ErgunA.S., KaramanM., and Khuri-Yakub B.T. Integration of 2D CMUT Arrays with Front-End Electronics for Volumetric Ultrasound Imaging// IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control - 2008 ,vol. 55, no. 2.
3. ChernokozhinV., PevtsovE., Pospelova M. and Sigov A. Multi-element uncooled sensors based on organic pyroelectric films integrated with CCD// Proceedings of the 4th European Conference on Applications of Polar Dielectrics – ECAPD IV ’98.
4. ПевцовЕ.Ф., Чернокожин В.В. Матричные ИК – приемники для малогабаритных тепловизионных камер // Электронные компоненты – 2001 - № 2 – С 16-24

О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ОБЪЕКТОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В РАСПЛАВЛЕННЫХ МЕТАЛЛАХ

Свет В.Д.[1)], Дементьев Д.А. [1)], Галутин В.З.[2)]

[1)] ОАО «Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева" Москва,
[2)]ООО «НПФ АКМА», Москва

Тел. +7 499 723 65 41 доб.0-35, E-mail: vsvetd@mail.ru

УЗ визуализация объектов, расположенных в расплавленных металлах, связана с решением многих технологических и технических проблем, обусловленных высокой температурой, плохой смачиваемостью жидких металлов и особенностями конструкций энергетических установок, в которых должны эксплуатироваться такие системы. Показано, что использование акустических линз для построения акустического изображения вместо фазированных многоэлементных антенных решеток оказывается более простым и реализуемым вариантом построения системы УЗ визуализации с высоким пространственным разрешением.

Ультразвуковая визуализация объектов, расположенных в расплавленных металлах, является одной из наиболее актуальных проблем неразрушающего контроля в различных отраслях промышленности. Особенно она необходима, в ядерных реакторах, в которых в качестве теплоносителя используется жидкий свинец или натрий**,** так как ультразвук является единственным видом поля, с помощью которого возможно получение изображений объектов, расположенных в рабочей зоне реактора, с высокой разрешающей способностью. Исследования в этой области проводятся в разных странах уже не один десяток лет, однако, насколько нам известно, до сих пор не создано коммерческой быстродействующей системы УЗ визуализации, способной функционировать в условиях температур до 600^0С. Разработанные системы УЗ визуализации основаны на использовании нескольких механически сканируемых в разных плоскостях УЗ преобразователей, которые не обеспечивают требуемого быстродействия, а сами системы механического сканирования достаточно сложны [1]. В подавляющем числе публикаций в качестве основы перспективных УЗ систем рассматриваются многоэлементные фазированные антенные решетки, (ФАР) [2-6].

Особенности использования ФАР в УЗ системах визуализации

Для получения достоверной информации о форме и ориентации интересующего объекта, расположенного в расплавленном металле, необходимо использовать достаточно высокие частоты ультразвука - от 1,3МГц до 5 МГц. Скорость звука в расплавленном металле близка к скорости звука в воде (1750 м/с для жидкого свинца) что примерно соответствует длинам акустических волн от 1 мм до 0,3 мм. Это означает, что полуволновые размеры элементов ФАР должны быть очень малы (0,5 мм – 0,15 мм), а, следовательно, они будут иметь крайне малые емкости. Малые размеры и малые емкости пьезоэлементов, наряду с очень низкой чувствительностью высокотемпературной пьезокерамики, создают серьезные проблемы, связанные с передачей электрических сигналов в тракт обработки. Эти основные проблемы следующие.

1) Проблема съема и вывода сигналов. Пьезоэлементы в ФАР должны быть соединены с коаксиальными кабелями, сигналы с которых далее подаются в систему обработки. Известные высокотемпературные коаксиальные кабели имеют минимальный диаметр токоведущей жилы 0,5-1 мм, а их погонная емкость составляет

до 120 пФ/м [5]. Если учесть, что из-за конструктивных особенностей длины соединительных кабелей могут составлять до 10-12 м, а емкость полуволнового пьезоэлемента составляет не более 1 пФ, то потери при передаче такого сигнала могут составить более 60 дБ.

2) Проблема однородности пьезоэлементов.Амплитудно-фазовые разбросы в элементах ФАР должны быть минимальны; в частности, фазовые разбросы в каналах ФАР не должны быть более 5^0 на высшей частоте частотного диапазона. Достигнуть такой однородности для высоких температур, учитывая технологические проблемы компоновки и разварки элементов малых размеров, представляется весьма проблематичным.

3) Проблема взаимного влияния пьезоэлементов. Расстояние между пьезоэлементами в ФАР составляет величину меньшую длины волны, а между ними должен находиться «развязывающий» слой, акустический импеданс которого должен быть значительно меньше акустического импеданса пьезоэлемента. Если для нормальных температур материалыизолирующих слоев хорошо известны, то для высоких температур, необходимо применять совершенно другие материалы, типа эпоксидных высокотемпературных смол, однако достигнуть при этом необходимой хорошей акустической развязки очень сложно; по разным данным взаимное влияние между элементами ФАР составляет всего от -12 дБ до – 15 дБ, что явно недостаточно.

4) Временная температурная нестабильность. При высоких температурах различные параметры пьезокерамики крайне чувствительны к флуктуациям температуры (особенно величины пьезомодулей, резонансная частота и т.д.) и, как следствие, в каналах возникают большие разбросы по чувствительности, а, следовательно, и в коэффициентах преобразования.

5) Проблема смачиваемости элементов ФАР. Большинство жидких металлов обладает плохой смачиваемостью, из-за чего нарушается акустический контакт элементов ФАР со средой. В частности, свинец обладает худшей смачиваемостью. В ряде работ предлагается использовать напыление на элементы ФАР различных металлов, чтобы минимизировать этот эффект [3].

Одно из возможных решений ряда указанных проблем заключается в герметизации модуля ФАР, в котором можно расположить часть электронных блоков, в частности предварительные согласующие усилители и другую электронику. При этом возникает необходимость принудительного охлаждения такого модуля, что также является непростой технологической задачей. Из-за указанных трудностей размеры (диаметры) элементов ФАР обычно делают гораздо больше длины волны, так же, как и шаг между элементами. Однако при этом резко уменьшается зона обзора ФАР, и в изображении появляются артефакты из-за добавочных максимумов характеристик направленности.

Линзовая система УЗ визуализации

Многие из указанных проблем могут быть устранены, если отказаться от фазированных антенных решеток, и вместо них использовать акустические линзы, которые широко используются в современных устройствах подводного звуковидения [7,8,9]. Основное преимущество такого решения заключается в том, что в некоторой плоскости линзы акустическое изображение формируется автоматически. Это «снимает» одну из самых серьезных проблем, связанную с разбросом фаз в отдельных элементах решетки и их фазировкой. Более того, использование акустической линзы позволяет предложить разнообразные способы преобразования акустического изображения в видимое изображение. Недостатком линзовых систем является небольшой угол обзора. Для одиночной линзы он обычно составляет не более 26^0 - 30^0, однако может быть расширен до 45^0-50^0 при использовании более сложного

акустического линзового объектива. Для работы акустической линзы в жидком свинце или натрии она может быть выполнена из металла (сталь, титан, вольфрам, алюминий). Волновой размер линзы должен соответствовать требуемому угловому разрешению на данной частоте.

На Рис.1 представлена функциональная схема линзового устройства визуализации с различными вариантами расположения акустических линз.

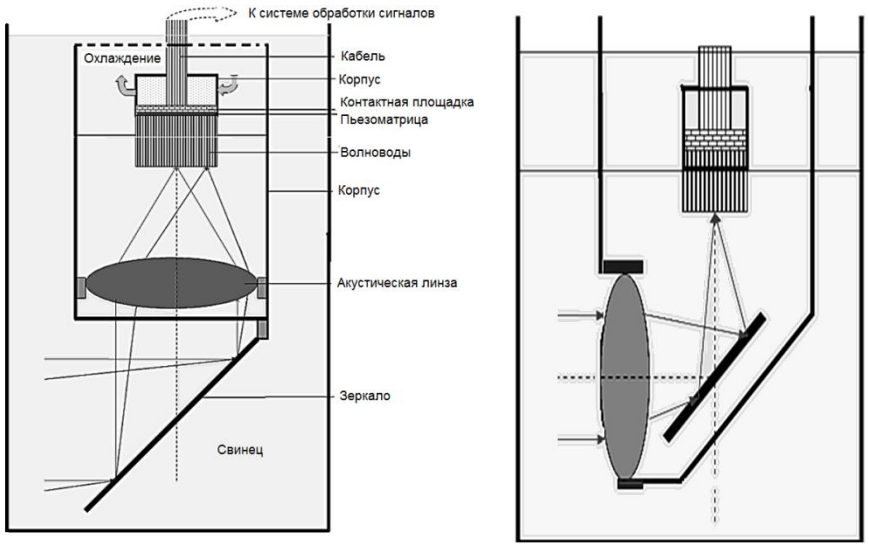


Рис. 1. Функциональная схема линзового устройства визуализации с различными вариантами расположения линз

Считывание сформированного поля акустического давления в плоскости изображения линзы можно осуществлять различными способами. Одно из возможных решений основывается на использовании двумерной пьезоматрицы, выполненной из низкотемпературной пьезокерамики с большой величиной пьезомодуля. Акустический контакт элементов матрицы с жидкой металлической средой можно осуществлять через матрицу твердотельных волноводов, диаметр которых меньше длины волны ультразвука волна [9]. Пьезоматрица размещается в небольшом герметичном охлаждаемом корпусе. Чтобы минимизировать аберрационные искажения линзы внешние торцы акустических волноводов можно расположить на криволинейной поверхности (поверхности Гаусса), Рис.2 а,б.

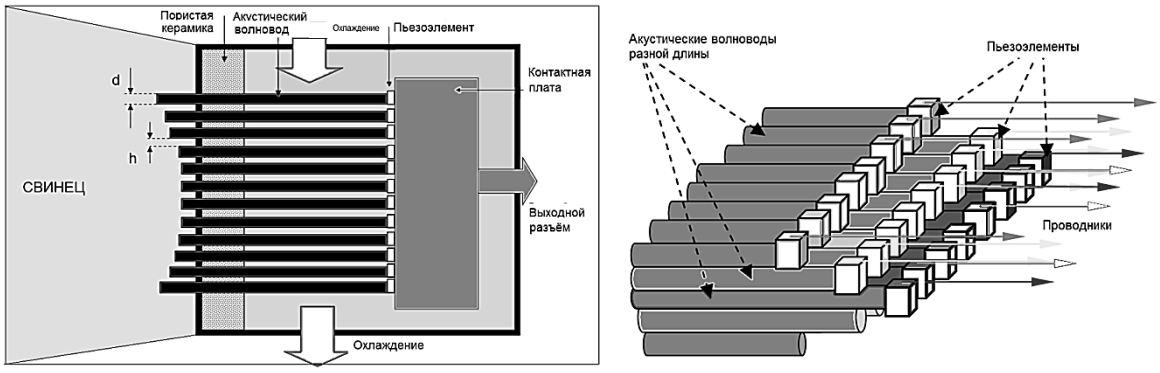


Рис. 2. Вариант конструкции приемного модуля с микро волноводной сборкой и пьезоматрицей. а) Общий вид. б) Способразводки распайки пьезоэлементов

Развязка акустических волноводов достигается размещением их в пористой керамике, акустический импеданс которой намного меньше акустического импеданса материала акустического волновода. Перспективными материалами являются также пористые углеродные структуры. Различная длина акустических волноводов позволяет развести соединительные провода в пространстве и обеспечить достаточно простую распайку элементов двумерной пьезоматрицы, причем размеры этих элементов могут быть уже больше длины волны, а, следовательно, иметь большую емкость и большой пьезомодуль.

Качество получаемого акустического изображения во многом зависит от параметров акустической линзы. С.В. Байковым были рассчитаны и промоделированы несколько типов линз из различных материалов (стали, тяжелого флинта и т.п.). Оптимальной формой одиночной линзы оказалась выпукло-вогнутая линза, которая позволяет обеспечить достаточно большой угол обзора и относительно невысокий уровень добавочных максимумов (без аподизации), Рис. 3.

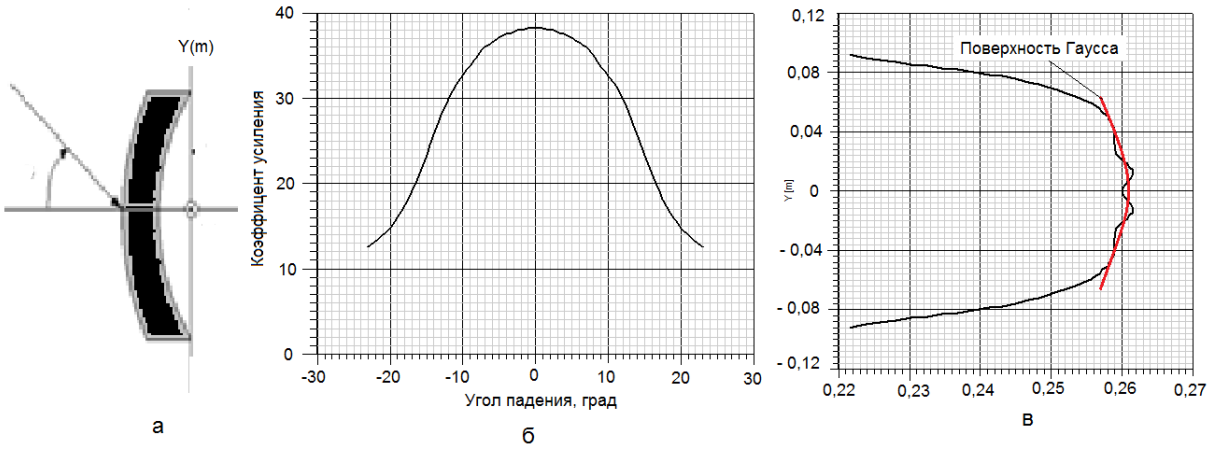


Рис. 3. Расчетные характеристики акустической линзы из стали на частоте 3,5 МГц с диаметром 12 см. а) Форма линзы. б) Коэффициент усиления. в) Форма фокальной поверхности в продольном сечении

Расчеты показали, что простая выпукло-вогнутая линза способна строить неискаженные изображения с заданными параметрами углового и поперечного разрешения в эффективном секторе углов не более ± 15^0. В секторе углов ± $22{,}5^0$ из-за аберраций возникают искажения изображений и ухудшение параметров разрешения примерно в 1,5 раза (минус 3,5 дБ). Так на частоте 3,5 МГц в секторе углов ± $12{,}5^0$ поперечное разрешение составляет 0,8мм, а на краях углового сектора ± $22{,}5^0$ оно увеличивается до 1,3 мм. На следующих Рис. 4.а, б, в показаны продольные сечения поля для углов - 20^0, 0^0, 20^0.(5а) и формы фокальных пятен при нормальном падении волны и под углом - 10^0.

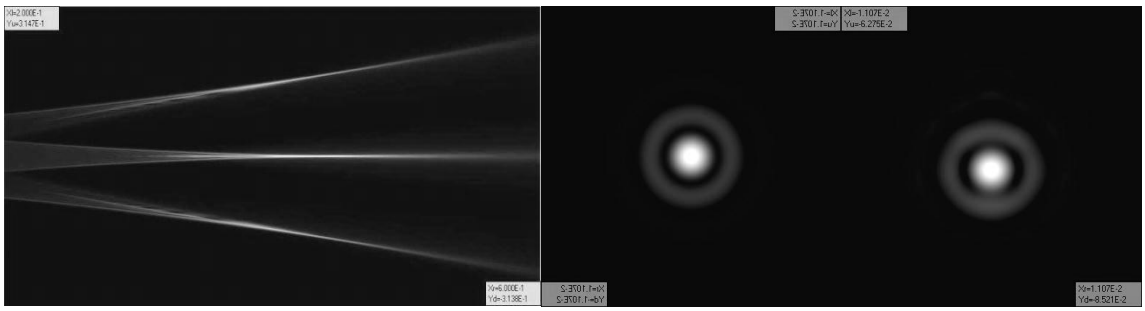


Рис. 4. (а) Продольные сечения поля при углах падения -200, 00, 200 , (б) Поперечное сечение поля для угла падения 00 и расстояния 0,418 м, (в) Поперечное сечение поля для угла падения -100 и расстояния 0,412 м

Фотографии изготовленных акустических линз из стали с диаметрами 90 и 120 мм на частоты ультразвука 1,5- 4,5 МГц показаны на рис. 5.

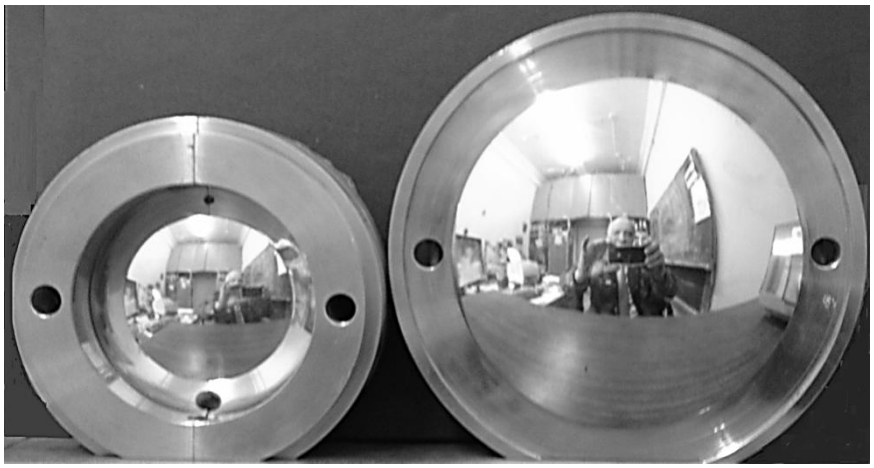


Рис. 5. Акустические линзы из стали с никелевым покрытием

Использование микросборки из акустических волноводов позволяет предложить альтернативный пьезоэлектрическому преобразованию акустооптический способ считывания поля давления в плоскости изображения акустической линзы. В плоскости расположения волноводов акустическое изображение объекта уже сформировано, и на входной торец волновода действует сила, пропорциональная величине акустического давления в какой-либо точке изображения. Под воздействием этой силы выходной торец волновода колеблется, и величину его колебательной скорости (ускорения) или смещения можно зарегистрировать оптически, в частности методом лазерной виброметрии, рис. 6.

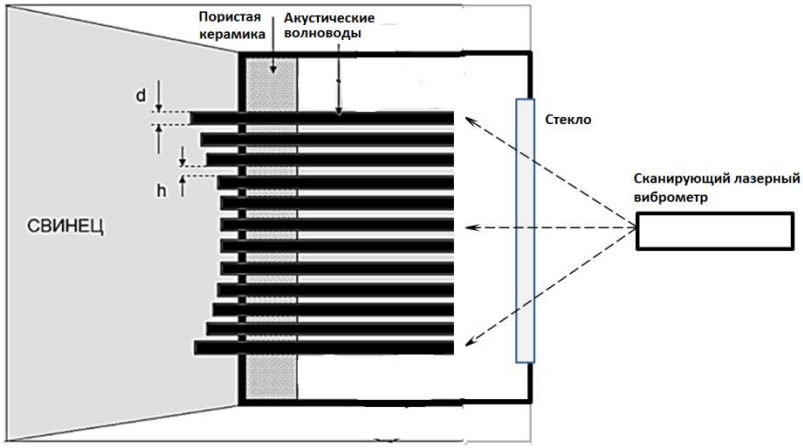


Рис.6. Акустооптическое преобразование УЗ изображения с помощью лазерной виброметрии

Принцип работы лазерного виброметра основан на измерении доплеровского сдвига частоты оптического (лазерного) излучения, отраженного от движущегося объекта. Для измерений обычно используется метод оптического гетеродинирования отраженного от объекта слабого оптического сигнала на основе двухлучевой интерференционной оптической схемы с последующим формированием квадратурных компонент электрического сигнала фотодетекторами балансного типа. Микропроцессоры, входящие в состав лазерного виброметра, производят цифровую обработку и анализ вибрационных сигналов. Современные методы лазерной виброметрии обладают очень высокой чувствительностью и разрешающей способностью в частотном диапазоне вибраций до сотен МГц. Например, сканирующий лазерный виброметр PSV-500M фирмы Polytec позволяет сканировать колеблющуюся поверхность с расстояний от 0,1 м до 100 м в секторе обзора $50^0 \times 40^0$ и угловым разрешением $0{,}002^0$. Полная шкала измерений колебательной скорости составляет от 0,001 м/с до 10 м/с при разрешающей способности 0,01 мкм/с×$Гц^{0,5}$. Минимально регистрируемые величины смещений составляют порядка 10^{-12}м. Скорость сканирования составляет до нескольких сотен 100 точек/с. Такое высокое угловое разрешение позволяет установить лазерный виброметр на высоте, например, 10 м от колеблющихся торцов волноводов, и при этом разрешающая способность или размер площади сканируемого пятна составит всего 0,35 $мм^2$. Оценки показывают, что при акустическом давлении на входных торцах волноводов порядка 1 Па (с учетом коэффициента усиления акустической линзы), величины колебательных смещений выходных торцов волноводов, расположенных в воздушной среде, составляют $2{,}7\times10^{-10}$ м и 10^{-10} м на частотах УЗ визуализации 1.5 МГц и 3.5 МГц, соответственно. Это на два порядка превышает предельные регистрируемые значения смещений лазерного виброметра указанного типа.

Бесконтактный оптический способ считывания акустического изображения имеет много неоспоримых преимуществ по сравнению с традиционными методами пьезоэлектрического преобразования акустических сигналов. Прежде всего, отсутствует сама пьезоэлектрическая матрица, а, следовательно, и устраняются все проблемы, связанные с принудительным ее охлаждением, разводкой большого числа контактов и необходимостью применения высокотемпературных многожильных коаксиальных кабелей большой длины. Кроме того, для высоко энергетических установок характерны большие уровни электрических и электромагнитных наводок, к которым оптическое считывание не чувствительно.

Быстрое развитие волоконно-оптических сенсоров для измерения вибрационных и акустических полей, их высокая чувствительность и практически неограниченный частотный диапазон [11] позволяют заключить, что во многих практических применениях ультразвуковой визуализации, и особенно в высокотемпературных средах, акустооптические методы получения акустических изображений могут успешно конкурировать с традиционными пьезоэлектрическими методами приема сигналов.

Авторы выражают благодарность Михееву К.Г. за ценные советы при обсуждении данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ScottC.C. andYingS. 1967. Development of the Under-Sodium Ultrasonic Scanner. APDA-210. Atomic Power Development Associates. AEC Contract No. AT (11-1)-865, PA No. 14.
2. TakagiK., OtakaM., AraiT., YodaS., NagaiS., SuzukiT., MiuraT., and KarasawaH., “Development of novel visualization technique of flow field for liquid metals using high temperature ultrasonic transducer,” in Proc. ASME FEDSM’00, ASME Fluids Engineering Summer Conf., June 11–15, 2000.
3. KazysR., VoleisisA., SliterisR., MazeikaL., Van NieuwenhoveR., KupschusP., and AbderrahimH.A. “Investigation of ultrasonic properties of a liquid metal used as a coolant in accelerator driven reactors,” in Proc. IEEE Ultrason. Symp., Oct. 2002, pp. 794–797.
4. BondL.J., DoctorS.R., BunchK.J., GoodM.S., and WaltarA.E. Instrumentation, monitoring and NDE for new fast reactors," in Advanced Nuclear Fuel Cycles and Systems (GLOBAL 2007), Boise, ID,2007, pp. 1274–1279.
5. GriffinJ.W., et al. "Under sodium viewing: A review of ultrasonic imaging technology for liquid metal fast reactors," Pacific Northwest National Laboratory, Richland, WA, PNNL-18292, 2009.
6. GriffinJ.W., BondL.J., JonesA.M., and PetersT.J. "Design of high temperature ultrasonic linear arrays for under-sodium viewing," in 7thInternational Topical Meeting on Nuclear Plant Instrumentation, Control and Human Machine Interface Technologies (NPIC&HMIT 2010), Las Vegas, NV, November 7–11, 2010, pp. 1600–1614.
7. BelcherE.O.. Limpet mine imaging sonar//Proceedings of SPIE, Vol. 3711, 13th Annual International Symposium on Areo Sense, Orlando FL, April 1999, pp.2-10
8. Belcher E.O. et al. Beamforming and imaging with acoustic lenses in small high-frequency sonars.// Proceedings of Oceans 99MTS\IEEE, Volume 3, September 13-16, 1999, Seattle, WA, pp.1495-1499
9. БайковС.В., СветВ.Д., Сизов В.И. Экспериментальные исследования разрешающей способности и чувствительности звуковизора с линзовым объективом // Акустический журнал, -2000, - т.46, -№ 5, С. 596-600.
10. КоробовА.И., БуровВ.А., ДмитриевК.В., РумянцеваО.Д.. Резонансная акустическая спектроскопия твердых тел. — М.: Физический факультет МГУ, 2012. 30 с.
11. Волоконно-оптические датчики. Вводный курс для инженеров и научных работников. Под ред. Э. Удда. Мн.: Техносфера, Москва , 2008. – 528с.

РОЛЬ ВЯЗКИХ ВОЛН В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ ПО СХЕМЕ ТОНКОГО СЛОЯ (НА ПРИМЕРЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ МАТЕРИАЛОВ)

Павловский А.С.[1)], Пугачев С.И.[2)], Семенова Н.Г.[1)]

[1)]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
[2)]Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург

Тел.: (911 9383760); Факс: (812 4287240); E-mail: (tatabukamena@rambler.ru)

Экспериментально и численно показано, что короткие поперечные вязкие волны, возбуждаемые в тонком слое жидкости, находящемся на поверхности твердого тела, вызывают появление в слое нелинейных эффектов: течений, радиационной силы и гидродинамической кавитации. При ультразвуковой металлизации эти эффекты обеспечивают смачивание твердого тела расплавом металла, создают развитый рельеф его поверхности и обуславливают физико-химическое взаимодействие жидкой и твердой фаз.

В технологических процессах, использующих схему «тонкого слоя», общим является последовательность стадий воздействия на элементы системы: смачивание с образованием акустического контакта, подготовка поверхности твердого тела к взаимодействию с жидкой фазой, создание в жидкой фазе условий для протекания физико-химических реакций, в т.ч. на границе с твердой фазой. Обоснованность выделения этих стадий подтверждается многолетней практикой [1,2].

При реализации схемы тонкого слоя технологический инструмент - волновод ультразвукового преобразователя, работает в объеме жидкости, характерный размер которого меньше или много меньше длины акустической продольной волны в жидкости. Инструмент представляет собой осциллирующий преобразователь (диполь), размер которого также значительно меньше длины продольной акустической волны. Его рабочий конец приближен к обрабатываемой поверхности, чтобы создать около нее наибольшую колебательную скорость частиц жидкости. Такое соотношение длины волны и расстояний от излучателя-диполя приводит, к отсутствию поля продольных упругих волн [3]. В объеме жидкость ведет себя как несжимаемая. Ее частицы в случае использования инструмента произвольной формысовершают продольно-поперечные колебания с частотой осцилляций. На рис. 1 показаны цифрами области в жидкости и твердом теле, отличающиеся своими колебательно-волновыми свойствами.

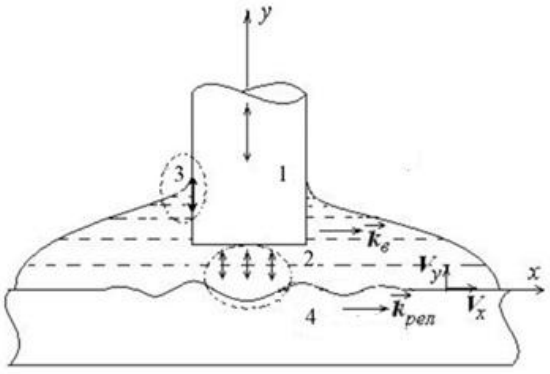


Рис. 1. Типичное расположение акустического инструмента и реагирующих фаз с указанием направлений колебаний их частиц. 1 – ультразвуковой инструмент, 2 – объем рабочей жидкости, 3- область взаимодействия трех фаз, 4 – твердая фаза

Рассмотрим задачу, где малый цилиндрический диполь диаметром $d = 2r$, колеблется в вязкой несжимаемой жидкости вблизи бесконечной абсолютно жесткой стенки. Диполь осциллирует с частотой ω с колебательным смещением $A = A_0 \cos\omega t$ по нормали к стенке. Геометрия модельной задачи показана на рис. 2. Объем жидкости ограничен с трех сторон абсолютно жесткими стенками, где скорость жидкости $\mathbf{V} = 0$, и с четвертой стороны – мягкой границей, где давление $P = 0$. На поверхности диполя выполняется граничное условие прилипания. Начальное условие нулевое. Поле скоростей $\mathbf{V}$ и давлений P описывается системой уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости и сохранения массы:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{V}, \tag{1}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \tag{2}$$

Здесь ν, η и ρ – кинематическая, сдвиговая вязкости и плотность жидкости. Уравнение (1) нестационарное нелинейное, что позволяет решать задачу в переходном процессе установления стационарного поля во времени при произвольных числах Рейнольдса.

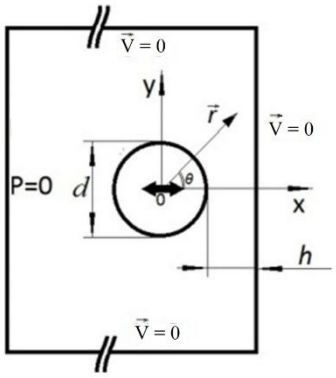


Рис. 2. Геометрия модельной задачи и используемые обозначения

При описании движения сферы в вязкой несжимаемой жидкости в бесконечно большом объеме (свободном пространстве) параметром подобия является число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = \frac{Ud}{\nu} = \frac{Ad}{\delta^2} = \frac{A}{\delta}\frac{d}{\delta} = \frac{A}{\delta}\frac{h}{\delta}\frac{d}{h} \ . \tag{3}$$

Здесь U – характерная скорость задачи, например, аксиальная скорость диполя.В рассматриваемой задаче характерным размером может быть, кроме d, любая из перечисленных ниже величин: $\delta = (2\ \nu/\ \omega)^{1/2}$ – толщина пограничного слоя, A – амплитуда колебательного смещения диполя. Отношения этих величин также являются безразмерными, а их комбинация дает число Рейнольдса. При наличии вблизи сферы стенки появляется еще одна независимая величина с размерностью длины – расстояние от поверхности диполя до стенки h. Безразмерные комбинации h/δ, h/d также являются независимыми.

Численное моделирование проводили для следующих значений параметров: частота f = 50 Гц, (период колебаний T = 0.02с), d = 8.7 см, $A << d$, $A < \delta$,δ = 2.75 мм, ν = 1.1 10^{-3} м^2/с. Отношение h/δ изменяли в диапазоне 0,2 – 10 – 400, h/d = 0,74 – 40, Re = 0,63 – 630. Подобные ситуации рассматривали в сходственных временных точках. Для моделирования использовали пакетComsol Multiphysics 4.3. Шаг сетки по пространству составлял $\leq \delta/10$. Максимальная погрешность численного счета скорости и давления - 3.5%(непосредственно в зазоре 0.03% по давлению и 0.05% по скорости). Шаг по времени – $T/200$.

АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЛНОВОЙ ОБСТАНОВКИ ВБЛИЗИ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИНСТРУМЕНТА

Рассмотрим колебательно – волновой процесс в области 2 (рис. 1). Погруженная в жидкость боковая поверхность инструмента является источником гораздо более коротковолновой (по сравнению с длиной продольной волны) вязкой волны. В линейном или одномерном приближении для вязкой несжимаемой жидкости в свободном пространстве уравнение (1) переходит в уравнение

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}. \qquad (4)$$

Вязкая волна [3], генерируемая в жидкости бесконечной плоскостью *xy*, колеблющейся с частотой ω по гармоническому закону в своей плоскости со скоростью $U\big|_{x=0} = U_0 \cos \omega t$, описывается решением (5) системы уравнений (4, 2):

$$V = U_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) = U_0 e^{i(kx-\omega t)}. \qquad (5)$$

Уравнение (5) получено при условии прилипания вязкой жидкости на колеблющейся плоскости и убывании скорости жидкости до нуля на бесконечности. Здесь δ - толщина пограничного слоя; $k = \frac{1+i}{\delta}$ - комплексное волновое число вязкой волны. Вязкая волна (5) – поперечная; ее волновой вектор направлен перпендикулярно колеблющейся плоскости (в нашем случае образующей цилиндрического волновода, радиус которого велик). Поэтому возможно использовать представление о вязкой квазиплоской одномерной волне. Колебательные скорости частиц расплава ориентированы параллельно образующей волновода (рис. 1, области 2 и 3).

Фазовая скорость распространения плоской вязкой волны в полупространстве

$$c_\phi = \delta \cdot \omega \qquad (6)$$

По сравнению со скоростью продольных волн скорость вязкой волны невелика и зависит от частоты. Фазовая скорость цилиндрической вязкой волны обладает не только частотной, но и отрицательной пространственной дисперсией на расстояниях меньших или соизмеримых с толщиной пограничного слоя. Вдали от источника фазовые скорости плоской и цилиндрической вязких волн равны. Измеренные и рассчитанные [4] значения фазовых скоростей плоской и цилиндрической вязких волн совпадают в пределах методической погрешности (порядка 30%).

Приведем некоторые характеристики плоской вязкой волны для используемых при ультразвуковой металлизации (УЗМ) керамики сплавов. Так, длина вязкой волны на частоте 20 кГц в расплаве олово-цинк с кинематической вязкостью $\nu = 2 \cdot 10^{-6}$ м^2/с оказалась равной 35 мкм, а толщина пограничного слоя, на которой вязкая волна убывает в 2,7 раза, - 5-6 мкм. Скорость распространения волны составила 0.67 м/с. Затухание вязкой волны превосходит затухание продольной волны на выбранной частоте на 10, 8 и 7 порядков для глицерина, воды и расплава Вуда соответственно.

Аналитические решения в [3,4] получены для вязких волн в свободном пространстве. Сужение пространства до зазора, использование источника вязкой волны конечных размеров принципиально меняют условия распространения волн и их свойства. Это, в частности, являлось причиной большой методической погрешности в экспериментах [4].Методом численного моделирования системы (1,2) удается учесть конечность размеров колеблющейся поверхности, а также избежать представления о бесконечном объеме движущейся жидкости.

Это показывает численный эксперимент для плоской волны. Жидкость в модели находится в ограниченном плоском двумерном объеме, размер по оси *x* которого будем называть толщиной слоя. Вторая плоскость, ограничивающая слой, – неподвижна.

Размер объема по оси *y*, вдоль которого происходят колебания поверхности источника, конечен, и равен размеру источника. Результаты представлены на рис. 3. Параметром кривых на рисунке является толщина слоя, выраженная в долях δ. Видно, что для слоев толщиной $h < \delta$ уменьшение скорости более резкое, чем для слоев толщиной $h > \delta$. Для отношений h/δ, представленных на кривых 4,5,6, модельные зависимости совпадают с рассчитанными по выражению (5) с точностью до 0,01%.

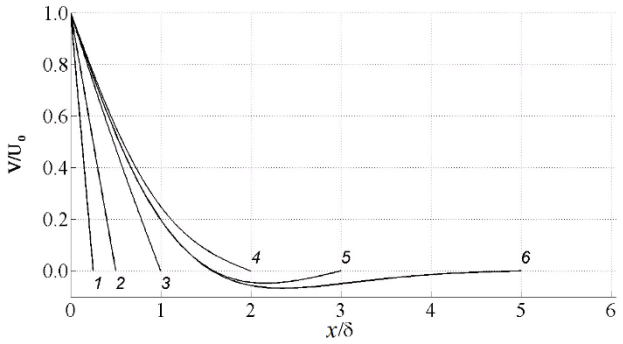


Рис. 3. Зависимость мгновенной колебательной скорости плоской вязкой волны от координаты вдоль толщины слоя для слоев различных значений h/δ. Момент времени t = T/4. 1 - h/δ = 0.25, 2 - h/δ = 0.5, 3 - h/δ = 1, 4 - h/δ = 2, 5 - h/δ = 3, 6 - h/δ = 5. U_0 - амплитуда колебательной скорости пластины

Видно, что с уменьшением толщины слоя градиент колебательной скорости растет при используемых граничных условиях. Если $h >> \delta$, то такой слой для вязкой волны ведет себя как полупространство: вязкая волна затухает, не доходя до неподвижной границы. Из наших опытов следует, что для этого приближения достаточно, чтобы $h \sim 5\delta$. Иное дело, если $h < \delta$, или тем более, $h << \delta$. Падающая волна, дойдя с ненулевой амплитудой скорости до второй границы слоя, отражается от нее. После отражения поле в жидкости формируется двумя волнами: падающей и отраженной. Граничному условию должна удовлетворять сумма этих волн, если пренебречь волной, прошедшей за границу. В случае неподвижной второй границы слоя, на которой вследствие условия прилипания сумма двух скоростей должна обратиться в нуль, коэффициент отражения R = -1. То есть вязкая волна от

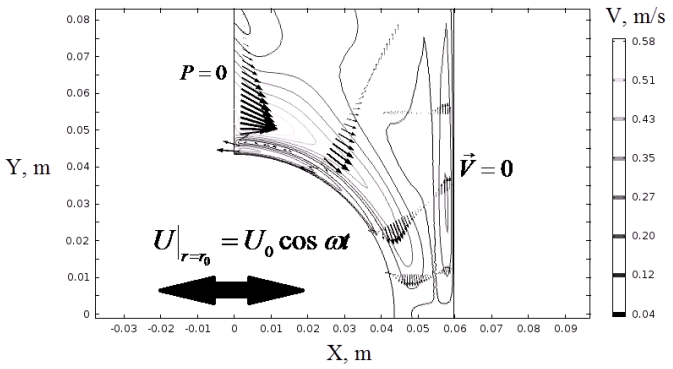


Рис. 4. Изолинии поля скорости и вязкие волны вблизи мягкой границы и в зазоре между малым цилиндрическим диполем и неподвижной стенкой в установившемся режиме. Толщина слоя d/2+6δ, Re = 63. t/T=4.9875

неподвижной жесткой границы отражается в противофазе. Видно, что поле колебательных скоростей вязкой волны в слое зависит от h/δ, граничных условий на границах слоя и от числа Рейнольдса, как меры учета конечности размеров источника.

При УЗМ по схеме тонкого слоя (рис. 1, область 2) слой расплава имеет протяженность в сотни δ. Поэтому генерируемая цилиндрической поверхностью инструмента вязкая волна будет распространяться перпендикулярно ей, как в свободном пространстве. Однако это пространство ограничено сверху мягкой границей вязкой жидкости с воздухом. Этим ограничивается размер источника, что неизбежно приводит к возникновению градиентов колебательной скорости вязкой волны, что учитывается при численном моделировании.

На рис. 4 показана черными стрелками вязкая волна, возникающая под мягкой границей от дипольного сферического источника. Тангенциальная составляющая скорости источника в этом месте максимальна. Однако и все остальные точки поверхности источника (кроме $\theta = 0$) имеют тангенциальную составляющую скорости относительно жидкости, потому являются источниками вязких волн. Сложная геометрия поля вязких волн от сферического диполя в мягком экране, колеблющегося вблизи плоской стенки, отражена на рис. 4. Тонкими линиями изображены изолинии поля установившихся потенциальных течений в слое. В условиях слоя сложной геометрии вязкие волны возникают всюду, где имеется тангенциальная скорость жидкости относительно твердого тела. Например, при осцилляции в слое потенциального потока относительно неподвижной стенки. Однако их фазовые скорости отличаются от тех, что были бы в геометрически подобных границах или в свободном пространстве.

Возникающие в слое вязкой жидкости вязкие волны поглощаются средой и, как следствие, вызывают акустические течения. Для подобных ситуаций они подробно рассмотрены в работах [2, 5, 6]. Численно исследована структура течений вязкой несжимаемой жидкости вблизи колеблющегося малого диполя в широком диапазоне *Re*. Изменяя параметры технологической задачи, определяющие *Re*, управляют размерами вихрей, направлением движения и скоростью жидкости в них. Акустические течения интенсифицируют процессы тепло - массопереноса в рабочей жидкости.

Поперечная вязкая волна, как и всякая другая, вызывает в жидкой среде радиационные напряжения. При этом на границу раздела сред, например, мягкую границу расплава с воздухом, будет действовать средняя по времени сила F_i со стороны среды, где плотность кинетической энергии больше [3]. Вычисляя среднее по времени значение плотности энергии в бегущей вязкой волне, для средней силы, действующей на препятствие, находящееся в точке с координатой x (одномерная задача), с учетом (5), найдем [2]

$$\overline{F}_x = -\oint_S \frac{\rho V_y^2}{2} e^{\frac{-2x}{\delta}} n_x dS. \qquad (7)$$

Здесь S – площадь препятствия, на которое действует радиационная сила, n_k – k-ая проекция единичного вектора нормали к этой площади, V_y- колебательная скорость на мягкой границе. Из рис. 4 видно, что скорости на мягкой границе очень велики. Вектор силы направлен против градиента радиационных сил в расплаве и воздухе, т. е. вдоль контактной поверхности излучателя и расплава. Колебательные скорости при УЗМ велики (порядка 0,4 м/с), а плотность энергии, например, в сплаве Вуда, равна 400 Н/м^2. Чтобы вычислить силу (7), умножим эту величину на длину контура $2L$, по которому происходит смачивание. Для ультразвукового излучателя радиусом $1{,}5\cdot10^{-2}$ м и L = 0,1м сила на единицу длины составит 80 Н/м.

По [7] межфазная поверхностная энергия для систем керамика – металлический расплав при температуре плавления порядка 500…700 Н/м, или для твердого железа,

находящегося в контакте с оловом, порядка 2,5 Дж/м^2. Видно, что добавочная сила радиационного происхождения соизмерима с силой адгезии твердое тело-расплав. Следовательно, появление этой силы изменяет баланс сил на контактной линии трех фаз и способствует смачиванию твердого тела жидкостью.

Динамику смачивания поверхности твердого тела металлическим расплавом в условиях УЗМ исследовали способом скоростной киносъемки (рис. 5). В качестве подложки использовали пьезокерамику ТБК-3. Анализ кинограмм подтверждает решающую роль возбуждаемых в расплаве колебаний в обеспечении смачивания. На кинограмме первый кадр соответствует моменту времени $t = 0$. Последующие кадры разделены временными промежутками 0,05 с. Таким образом, продолжительность процесса смачивания не превышает 0,025 с.

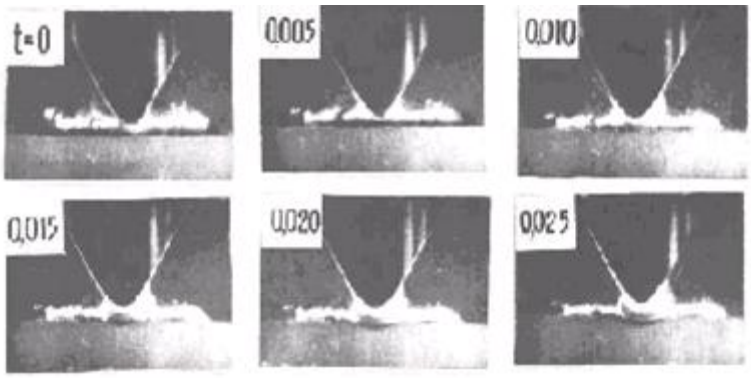


Рис. 5. Скоростная киносъемка (20000 кадр/с) процесса УЗМ. Опущенный в расплав инструмент возбуждается на частоте 20 кГц

АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЛНОВОЙ ОБСТАНОВКИ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ АБСОЛЮТНО ЖЕСТКОЙ СТЕНКОЙ И ТОРЦОМ ИНСТРУМЕНТА

Анализируя эту область, одновременно следили за полями скоростей и давлений в зазоре между диполем и стенкой и на противоположной стороне диполя. Численный эксперимент [5] показал, что во времени давление в зазоре и в объеме жидкости меняется по гармоническому закону в фазе со смещением диполя (рис. 6). Точка наблюдения, для которой получено это распределение, находится на оси колебаний на расстоянии от поверхности диполя $r/h = 1$ мм в зазоре и с другой стороны цилиндра.

Видно, что абсолютные значения давлений сжатия и разрежения в зазоре в разы выше, чем в свободном пространстве. На рис. 6 а, б показано распределение давления для зазора шириной $h = 6\delta$. Наблюдаемая периодичность во времени сохраняется по всей ширине зазора для всех зазоров во всем диапазоне изменения *Re.*Увеличение *Re* приводит к искажению формы давления (рис. 6 б). Увеличение же зазора нивелирует разницу в величинах давлений в зазоре и в свободном пространстве при толщине слоя в сотни δ (рис. 6 в). Этим объясняется особенность протекания процесса по схеметонкогослоя по сравнению, например, с иммерсионной схемой.

Однако абсолютные значения давлений (таблица 1), которые могут быть достигнуты между поверхностью диполя и стенкой при прочих равных условиях, зависят от толщины зазора *h/d* [2]. Наиболее сильное влияние на величину давления разрежения это отношение оказывает при малых значениях *h/d.* При превышении его толщины относительно размера диполя в 10 раз это влияние уменьшается и прекращается при дальнейшем удалении стенки.

При не слишком больших *h* давления, возникающие в жидкости, зависят от того, сколько толщин пограничного слоя умещается между диполем и абсолютно жесткой стенкой [2]. При $h>100\ \delta$ влияние *h* на величину давления уменьшается и при $h = 400\ \delta$

прекращается (сравните с рис. 6 в). Величина разрежения зависит от *Re* колебательного движения и может достигать больших величин.

Гигантские значения давления разрежения, полученные в расчете, явились следствием того, что в исходном уравнении движения сплошной жидкости (1) не учитывалось явление кавитации. Поэтому придавать смысл имеет только значениям давления, соответствующим первым периодам колебаний. Далее жидкость рвется, разрывы сплошности приводят к резкому падению изменения давления. У такой жидкости изменяется уравнение состояния [8], она становится сжимаемой.

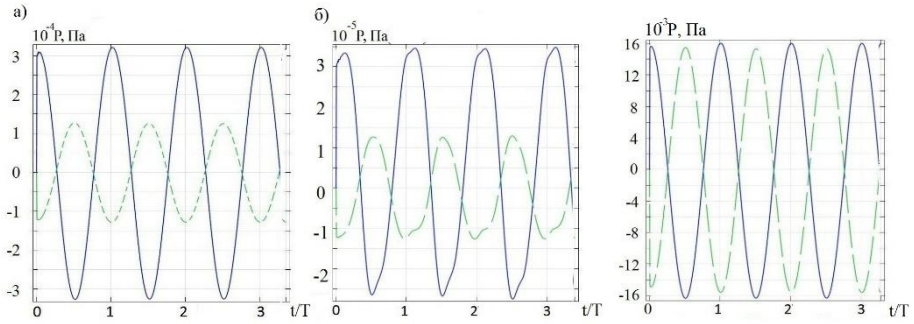


Рис. 6. Изменение давления в зазоре между осциллирующим телом и стенкой (сплошная линия) и позади тела (пунктирная линия) от времени в периодах. Точка наблюдения расположена на расстоянии 1 мм от поверхности диполя. а) *Re*=63, *h*/*δ* = 6, *h*/*d* = 0,2. б) *Re*= 630. *h*/*δ* = 6, *h*/*d* = 0,2. в) *Re* = 63, *h*/*δ* = 400, *h*/*d* = 12,6

Таблица 1. Абсолютные значения изменения давления в Па в зазоре под инструментом (в фазе разрежения) в зависимости от Re. Время nT/2

h/*δ*	*Re* = 0.6	*Re* = 63	*Re* = 630
1	580	58000	440000
3	400	40000	300000
5	320	32000	260000
6	300	30000	240000
8	260	26000	220000
10	240	24000	200000

Знакопеременному полю давления от диполя соответствует поле мгновенных скоростей в виде осциллирующих потенциальных потоков. Из расчетов следует, что развиваемые в зазоре максимальные скорости жидкости во все моменты времени тем больше, чем уже зазор. При этом локализация движущейся с максимальной скоростью жидкости, а также число вихрей в исследуемом объеме зависят от толщины зазора и от момента времени наблюдения. Во все моменты времени суммарное поле скоростей определяется взаимодействием потока и вязких волн [5,6].

Возникновение отрицательных давлений в несжимаемой движущейся жидкости, в которой отсутствуют механические волны сжатия-разрежения, подробно изучено в гидродинамике; следовательно, изучена и причина возникновения гидродинамической, а не акустической кавитации. В практике гидродинамических расчетов [9] считают, что критическое постоянное давление в жидкости, при понижении которого начинается неограниченный рост кавитационного зародыша,наступает при превышении давления пара. Давление насыщенного пара для расплавов *Zn, Sn, Pb* в зависимости от температуры, по данным [10], приведены в таблице 2.

Из таблицы следует, что полученные в фазе разрежения давления в зазоре под осциллирующим инструментом существенно больше давления насыщенных паров для многих металлических расплавов. Следовательно, при работе малого диполя вблизи абсолютно жесткой стенки в слое вязкой несжимаемой жидкости возникающие в фазе разрежения давления достаточны для разрывов сплошности жидкости, т.е. для возникновения гидродинамической кавитации. Представляется обоснованным, что поведение возникающих кавитационных полостей в тонком слое подчиняется закономерностям, изученным ранее для акустической кавитации в зазорах [11].

Таблица 2. Давление насыщенных паров для расплавов металлов, Па

T, К	600	800	1000	1200	1500	1800
Zn	0,623	320	11410			
Sn					0,952	48,66
Pb			1,48	59,6	2347	

Ультразвуковая металлизация в тонком жидком слое протекает только при наличии кавитации. О кавитации свидетельствует эрозия поверхности инструмента и металлизируемой детали, а также появление кавитационных шумов. Действием кавитации обусловлено наличие в покрытии, удаленном с поверхности твердого тела после УЗМ, шаровидных включений и конгломератов. При этом в исходном покрытии подобные включения отсутствовали. Эффекты кавитации приводят к тому, что при УЗМ не требуется предварительная подготовка поверхности металлизируемого твердого тела, ставящая целью увеличение поверхности реакционного контакта в системе покрытие - подложка. Действием кавитации объясняется также появление в зоне контакта взаимодействующих материалов новых фаз, например, шпинелей [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прохоренко П.П., Пугачев С.И., Семенова Н.Г. Ультразвуковая металлизация материалов. Минск: Наука и техника,1987. – 271 с.
2. Красавина М.А., Пугачев С.И., Семенова Н.Г. Ультразвуковая металлизация электрофизической керамики. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2013. – 183 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. – 786 с.
4. Грачев Б.Е., Козырев Л.Е. Семенова Н.Г. Исследование вязких волн в жидкости //Акустический журнал. – 1985. – Т. 31. – Вып. 5. – С. 672-675.
5. Динамика формирования поля скоростей вязкой несжимаемой жидкости вблизи малого осциллирующего цилиндра в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Сб. докладов XXV сессии РАО. М.: 2012. – Т. 1. – С. 173-176.
6. Павловский А.С., Семенова Н.Г. Исследование свойств плоских и цилиндрических вязких волн с различными граничными условиями // Письма в ЖТФ. – 2014. –Т. 40. – Вып. 8. – С. 14-22.
7. Дохов М.П. О межфазной энергии твердое тело – расплав разнородных металлов // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 22. – Вып. 12. – С. 22-27.
8. Горелкин Ю.П., Семенова Н.Г. Нелинейные свойства жидкостей в области отрицательных давлений // Вест. ЛГУ. – 1985. - № 11. –С. 91-94.
9. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Судостроение. Л.,1966. – 439 с. .
10. Краткий справочник физико-химических величин. Изд. 10.. / Под ред. А. А. Равделя и А. М. Пономарёвой – СПб.: «Иван Фёдоров». 2003.. – С. 29..
11. Кувшинов Г.И., Прохоренко П.П. Акустическая кавитация у твердых поверхностей, - Минск, Наука и техника, 1990. – 112 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ АЗОТИРОВАНИЯ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ УПРОЧНЯЮЩЕЙ ОБРАБОТКОЙ

Данилин И.В., Сундуков С.К., Фатюхин Д.С.

Московский автомобильно-дорожный государственный технический университет (МАДИ), Москва
Тел.: (499) 1550868

E-mail: sergey-lefmo@yandex.ru

Твёрдость стали является одним из важнейших свойств, определяющих её износостойкость. Для повышения твёрдости применяются технологии поверхностного упрочнения: азотирование и поверхностно-пластическое деформирование, которые основаны на принципиально разных процессах. Применение комбинированного метода позволяет повысить твёрдость поверхностного слоя материала и увеличить глубину упрочнения. В данной работе приведены результаты исследований свойств покрытия, полученного методом азотирования с последующей ультразвуковой упрочняющей обработкой.

Ключевые слова: твёрдость, прочность, азотирование, ультразвуковая обработка

Состояние поверхностного слоя определяет эксплуатационные свойства деталей машин и механизмов. Поэтому повышение эффективности технологий поверхностного упрочнения является перспективным направлением научных исследований.

Известно, что повышение эксплуатационных свойств деталей, из которых одним из важнейших является твёрдость, может быть достигнуто в результате проведения химико-термической обработки или методами поверхностно-пластического деформирования (ППД).

Одним из распространённых способов целенаправленного модифицирования стальных поверхностей является азотирование – метод повышения твёрдости, износостойкости, коррозионной стойкости и предела выносливости. Сущность метода заключается в выдержке азотируемой детали в атмосфере диссоциированного аммиака при повышенных температурах. В этих условиях протекает реакция $2NH3 \rightarrow 3H2 + 2N$, при этом образующийся атомарный азот диффундирует в металл.

Недостатками способа являются:

- малая толщина получаемого слоя,
- значительная разница в твёрдости азотированного слоя и основного металла,
- сложности получения высокой твёрдости при азотировании низкоуглеродистых сталей.

Одним из наиболее эффективных способов ППД является ультразвуковой.

При обработке между поверхностью и инструментом возникает периодический контакт с частотой ультразвуковых колебаний. Пластическое деформирование возникает на счет превышения мгновенных напряжений в момент контакта над средними напряжениями. Одновременно с пластическим деформированием увеличивается плотность дислокаций, что ведет к увеличению твердости.

При ультразвуковой обработке на поверхности детали образуются регулярно чередующиеся микроуглубления – отпечатки поверхности инструмента, которые способствуют лучшему удерживанию смазки на поверхности, что приводит к повышению износостойкости.

По сравнению с азотированием ультразвуковое ППД позволяет получить больший по глубине наклёпанный слой, но при этом повышение микротвёрдости не так велико.

При реализации рассмотренных способов изменение эксплуатационных свойств деталей происходит в результате принципиально разных процессов: при азотировании – образование соединений железа и азота в поверхностном слое, а при ультразвуковом ППД – возникновение остаточных сжимающих напряжений в наклёпанном слое.

Очевидно, что применение комплексного воздействия, включающего в себя азотирование и ультразвуковое ППД, должно давать качественно новые результаты.

В лаборатории электрофизических методов обработки МАДИ проведены экспериментальные исследования по влиянию комбинированного метода упрочнения на свойства и структуру поверхностного слоя. В качестве испытуемых образцов использовались пластины 20х20х10 мм из стали Ст3. Для измерений подготовлено четыре группы образцов: 1 – образцы без обработки, 2 – азотированные образцы, 3 – образцы, подвергнутые ультразвуковому ППД, 4 – азотированные образцы с последующей ультразвуковой обработкой. Выбор последовательности для получения образцов 4-й группы обусловлен высокой температурой азотирования, которая приводит к рекристаллизации и снятию эффекта наклёпа при использовании последовательности «ППД + азотирование».

Процесс азотирования осуществлялся на установке (рис. 1).

Рис. 1. Установка для азотирования поверхности деталей

Режимы обработки указаны в табл. 1.

Таблица 1. Параметры режима азотирования

Режим азотирования	Изотермический
Состав насыщающей среды	50% NH3 + 50% воздуха
Продолжительность азотирования	1 час
Температура насыщения	550ºС

С целью обеспечения чистоты проведения эксперимента перед азотированием образцы подвергались нормализации для придания им однородной структуры. Далее образцы обезжиривались и помещались в кассету, а далее в контейнер, который плотно и герметично закрывался.

Контейнер обдувается аммиаком не менее 15 мин, после чего диссоциометром измеряется его остаточное содержание. При показателе менее 90%, продувка продолжается. После достижения требуемого условия контейнер погружается в печь, устанавливается температура изотермической выдержки и включается нагрев.

При достижении температуры изотермической выдержки в соответствие с нормативами задается азотный потенциал насыщающей атмосферы (на задатчике устройства). Также измеряется степень диссоциации аммиака. По окончании процесса контейнер извлекается из печи, а при достижении температуры 100°С отключается аммиачная магистраль. Далее контейнер продувается воздухом, открывается и детали вынимаются.

Ультразвуковое ППД осуществлялось по схеме (рис. 2).

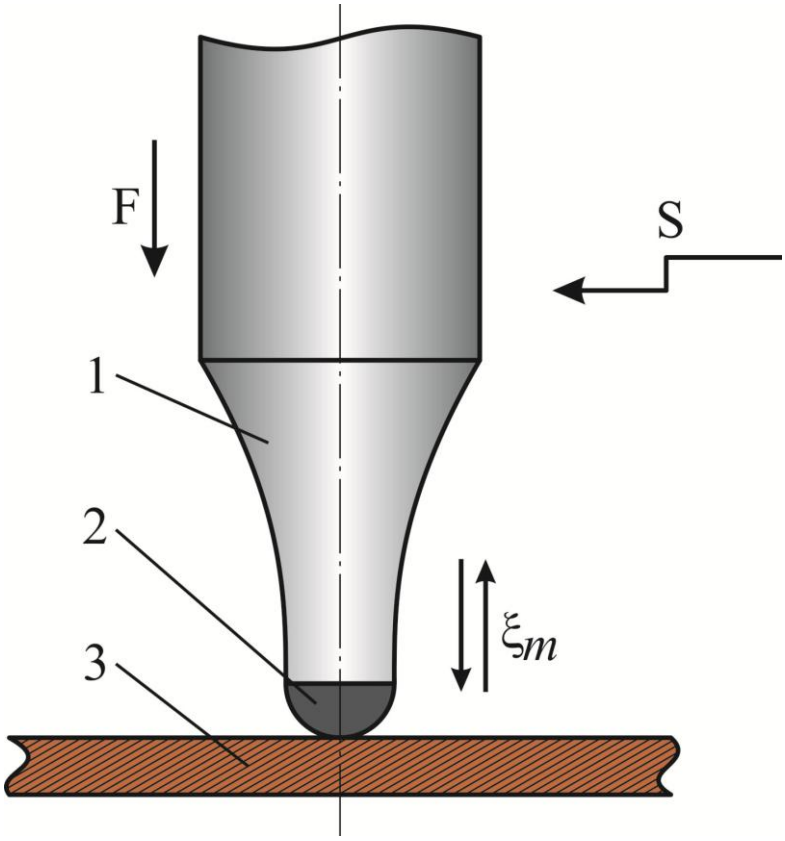


Рис.2. Схема ультразвукового ППД: 1 – излучатель колебательной системы, 2 – индентор (шарик), 3 – обрабатываемая поверхность

В процессе обработки инструмент прижимается к обрабатываемой детали с силой F, амплитуда колебаний ξ_mполяризована в плоскости перпендикулярной упрочняемой поверхности, инструмент осуществляет возвратно-поступательные движения со скоростью S.

Качество процесса ППД также зависит от диаметра индентора d, и частоты колебаний f.

Оптимальные параметры обработки для Ст3 представлены в табл. 2 [1].

Таблица 2. Параметры режима ультразвукового ППД

Параметр	Обозначение	Значение
Амплитуда колебаний	ξ_m	15 мкм
Частота колебаний	f	22 кГц
Усилие прижима	F	100 Н
Подача	S	3 м/мин
Диаметр индентора	d	8 мм

У полученных групп образцов измерялись: микротвёрдость на поверхности, распределение микротвёрдости по глубине, а также оценивалась структура упрочнённого слоя.

На рис. 3 представлены результаты измерения твёрдости на поверхности и глубины упрочнения (по достижению твёрдости основного материала).

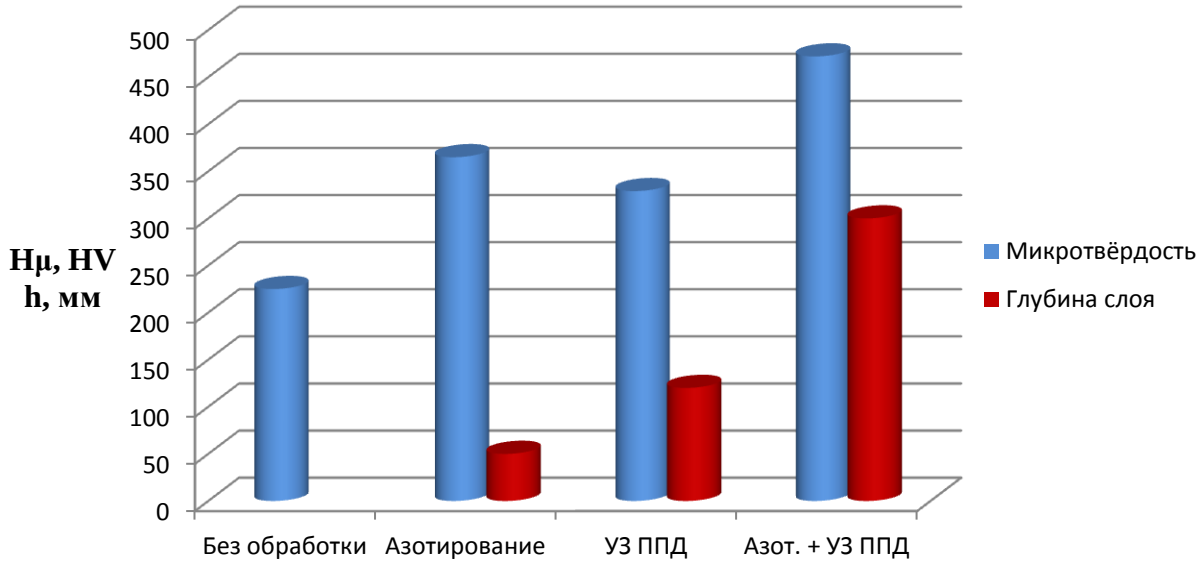


Рис. 3. Изменение твёрдости поверхностного слоя и глубины упрочнения в зависимости от вида обработки

Наибольший эффект по повышению твёрдости, а также по глубине упрочнения достигнут при применении комбинированного метода обработки. При этом по сравнению с не комбинированными методами твёрдость увеличивается до 1,5 раз, а глубина увеличивается в 3 – 6 раз. Возрастание твёрдости объясняется ультразвуковым упрочнением азотированного слоя, а увеличение глубины связано с повышением эффективности передачи и распределения ударной нагрузки от ультразвукового инструмента за счёт высокой твёрдости азотированного слоя, который является промежуточным элементом между индентором и основным металлом.

Поверхностный слой образца, полученного комбинированным методом, характеризуется наличием четырёх зон (рис. 4). Первая зона – азотированный слой, вторая – диффузионный слой, 3 – деформированный слой, 4 – основной материал.

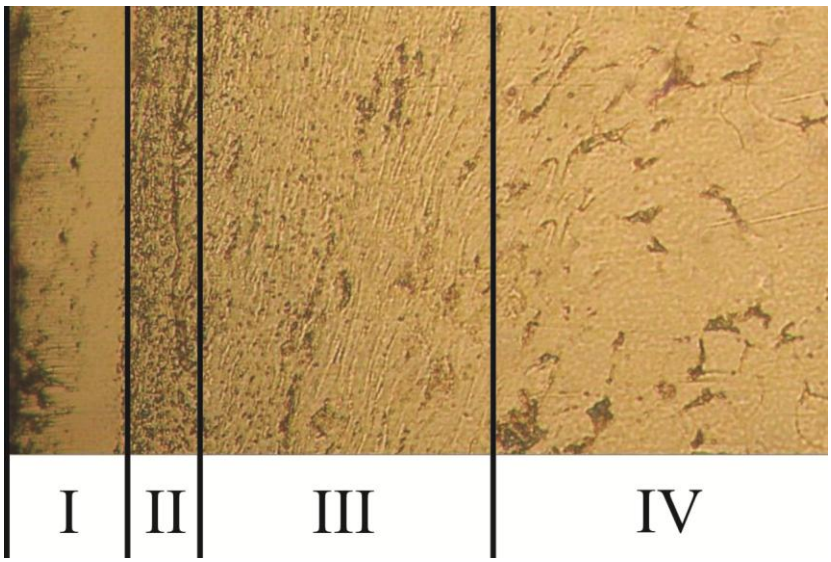


Рис. 4. Фотография среза образца

У поверхностного слоя, полученного азотированием, отсутствует третья зона, а у поверхностный слой, полученный только ППД, состоит из третьей и чётвёртой зоны.

Таким образом предлагаемый способ упрочнения не только позволяет повысить твёрдость поверхности и глубину упрочнения, но и нивелировать резкий перепад твёрдости между азотированным слоем и основным материалом (рис. 5), что значительно снижает вероятность растрескивания поверхностного слоя при высоких локальных нагрузках.

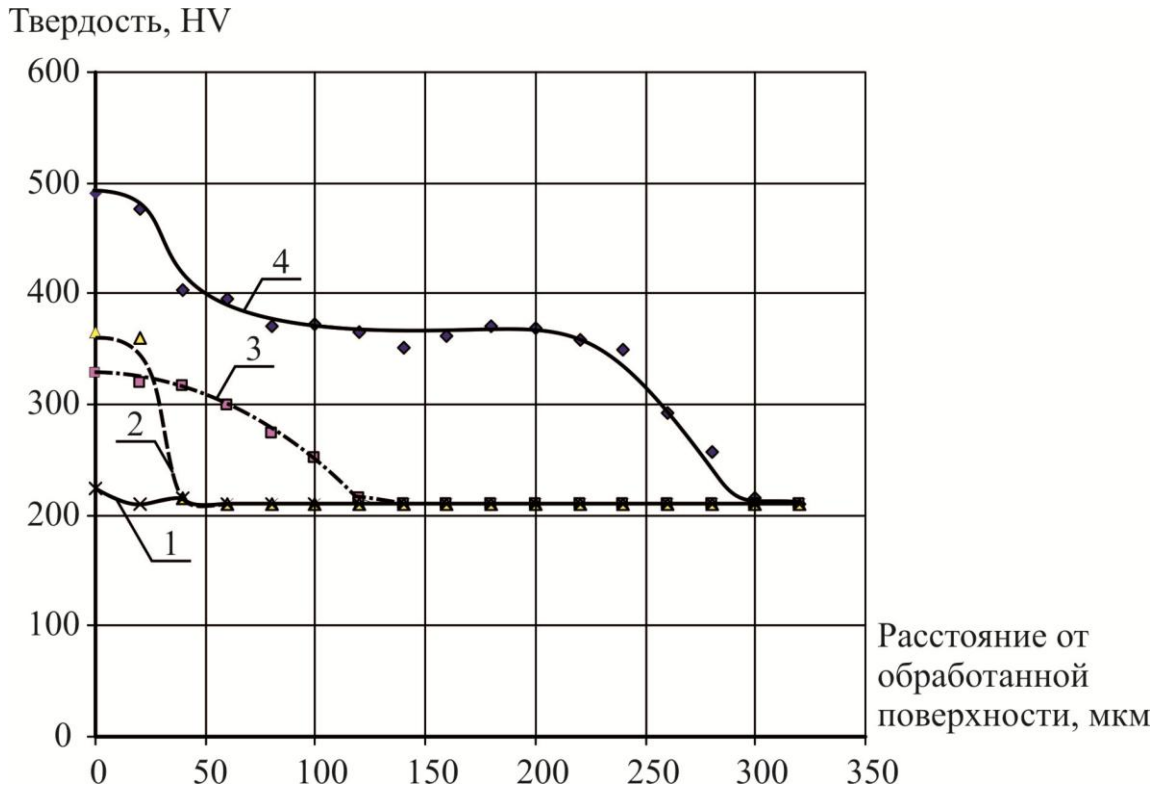


Рис. 5. Профиль микротвёрдости образцов по глубине: 1 – без обработки, 2 – после азотирования, 3 – после ультразвукового ППД, 4 – после азотирования с последующим ультразвуковым ППД

Также для каждой зоны поверхностного слоя методом атомно-силовой микросткопии с помощью микроскопа СММ-2000 получены топографии участков 1х1 мкм (рис. 6).

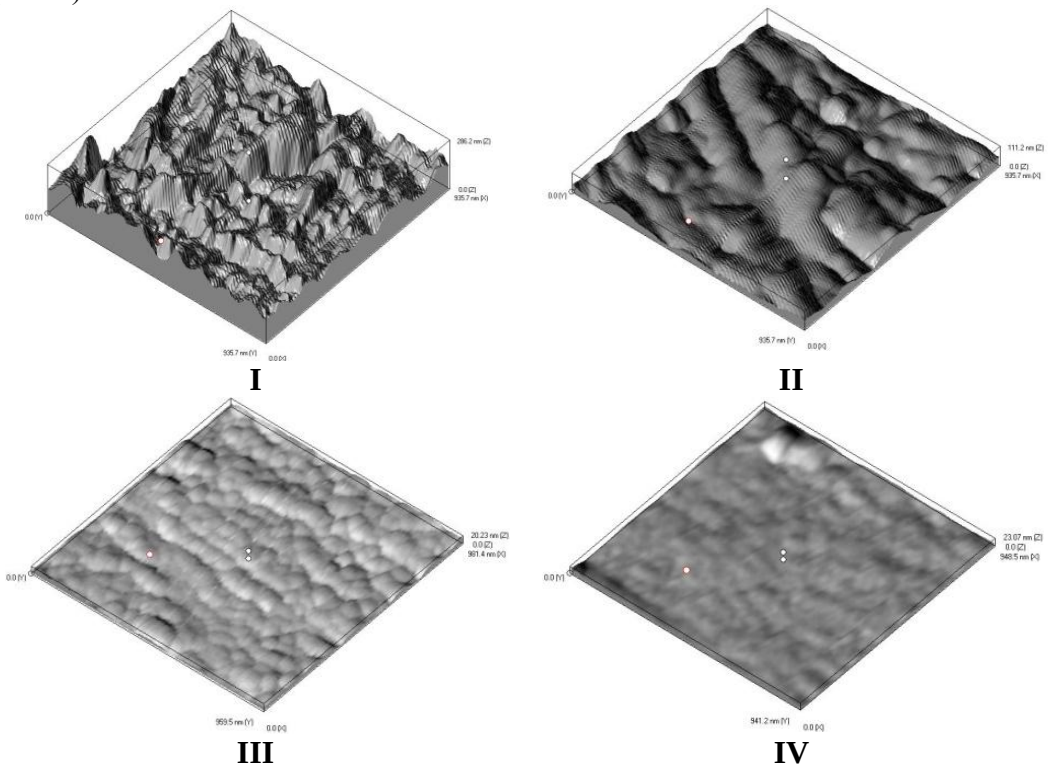


Рис. 6. Топографии поверхностей участков четырёх зон полученного слоя

Топографии поверхностей иллюстрируют снижение субшероховатости от края образца к сердцевине, что является следствием уменьшения силы резания при уменьшении твёрдости участка в процессе пробоподготовки, что коррелирует с результатами, описанными выше.

Выводы:

В результате проведения экспериментальных исследований разработан комплексный способ упрочняющей обработки, основанный на последовательном применении азотирования и ультразвукового ППД.

Предлагаемый метод позволяет добиться значительного повышения твёрдости поверхностного слоя и глубины упрочнения. При этом структура поверхностного слоя характеризуется четырьмя зонами, на границах которых отсутствуют резкие перепады твёрдости.

Таким образом, применение комплексного метода упрочнения позволяет устранить недостатки азотирования за счёт применения ультразвукового ППД, а также существенно повысить эксплуатационные свойства изделия в целом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Приходько В.М. Ультразвуковые технологии при производстве, эксплуатации и ремонте автотракторной техники. // М.: Издательство «Техполиграфцентр», 2003. – 253с.

АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ ДВОЙНОГО МОЛИБДАТА И ВОЛЬФРАМАТА НАТРИЯ ВИСМУТА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Хусравбеков Л.[1)], Холов А.[1)], Чарная Е.В.[2)]

[1)]*Физико-технический институт имени С.У. Умарова АНРТ, Душанбе;*
[2)]*Санкт-Петербургский государственный университет; Санкт-Петербург*

E-mail: charnaya@mail.ru

Кристаллы двойных молибдатов и вольфраматов $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$ являются перспективными материалами для применения в акустооптике и в твердотельных лазерах. В настоящей работе представлены результаты исследований акустических свойств этих кристаллов в области температур выше комнатной до 350 К. Исследования проводились фазово-импульсным методом в режиме медленного нагрева и охлаждения на частотах от 3 до 7 МГц. Измерялись температурные зависимости относительной скорости и затухания продольных и поперечных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль различных кристаллографических направлений. Исследуемые кристаллы выращивались методом Чохральского из расплавов, предварительно синтезированных из оксидных компонентов. Обнаружены изменения скорости и затухания ультразвука, свидетельствующие о существовании ранее неизвестных фазовых переходов. Отсутствие заметного температурного гистерезиса акустических свойств при повышении и понижении температуры позволяет утверждать, что наблюдаемые фазовые переходы являются либо переходами 2 рода, либо переходами 1 рода, близкими ко второму. Для кристаллов $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$ фазовый переход наблюдался вблизи 309 и 319 К, соответственно. Предполагается, что фазовые переходы связаны с упорядочением ионов Na^+ и Bi^{3+} по катионным узлам. Обнаруженные аномалии упругих свойств и затухания звука допускают интерпретацию на основе феноменологической теории Ландау. Различный характер акустических аномалий при фазовых переходах в зависимости от направления распространения и поляризации ультразвуковых волн показывает различный тип связи парамеров порядка, ответственных за фазовые переходы, с деформациями в волне (линейно-линейный и квадратично-линейный). Дополнительные исследования выявили сильную зависимость величины акустических аномалий в области фазовых переходов от тепловой предыстории кристаллов, что свидетельствует о влиянии тепловой обработки кристаллов на порядок замещения в катионной подрешетке и, соответственно, на пространственную симметрию кристаллической структуры. Обсуждается влияние условий роста кристаллов на характер упорядочения замещения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кристаллы двойных молибдатов и вольфраматов $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$ являются перспективными материалами для применения в акустооптике и в твердотельных лазерах [1]. Структура кристаллов двойных молибдатов натрия висмута была определена при комнатной температуре как структура шеелита с пространственной группой $I4_1/a$ (точечная симметрия 4/m) и параметрами кристаллической решетки a=5.267 и c=11.552 Å [2]. Акустооптические и упругие свойства двойного молибдата натрия висмута при комнатной температуре исследовались в работе [3]. В частности, методом дифракции Брэгга света на ультразвуковой волне с частотой 500 МГц были измерены скорость и коэффициент затухания продольного звука, распространяющегося в направлении осей z и x. В работе [4] проводились акустические исследования кристаллов $NaBi(MoO_4)_2$ при температурах выше комнатной и около 44 ^oC были обнаружены аномалии скорости и затухания продольной ультразвуковой волны, распространяющейся вдоль кристаллографической оси z.

Физические свойства и кристаллическая структура кристаллов $NaBi(WO_4)_2$ исследовалась в работах [5,6]. Было показано, что $NaBi(WO_4)_2$ кристаллизуется из расплава в сруктуру с тетрагональной симметрией, относящейся к структуре шеелита

$CaWO_4$. Позднее структура $NaBi(WO_4)_2$ была уточнена и приписана к нецентросимметричной пространственной группе $I\bar{4}$ с двумя молекулами в элементарной ячейке [7]. Упругие свойства двойного вольфрамата натрия висмута детально исследовались при комнатной температуре в работе [8]. При температурах выше комнатной акустические исследования проводились в работе [9] для кристаллов двойных вольфраматов, легированных неодимом.

В кристаллах $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$ катионы Na^+ и Bi^{3+} распределены по двум неэквивалентным кристаллографическим позициям в окружении восьми ионов кислорода. При этом, одна из позиций занята премущественно ионами Bi^{3+}, тогда как вторая в основном занята ионами Na^+. Характер распределения катионов по этимдвум позициям детально не известен.

Поскольку возникновение наблюдавшихся в работах [4,9] упругих аномалий возможно обусловлено существованием в кристаллах $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$ ранее неизвестных фазовых переходов, то нами были проведены акустические исследования этих кристаллов в интервале температур от 290 до 350 К для получения информации о температурных зависимостях упругих свойств и природе предполагаемых фазовых переходов [10,11].

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Монокристаллы двойного молибдата и вольфрамата натрия висмута, $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$, выращивались методом Чохральского из расплава, предварительно синтезированного из оксидных компонентов. Структура кристаллов при комнатной температуре контролировалась методом дифракции рентгеновских лучей. Образцы для измерений представляли собой параллелепипеды, вырезанные вдоль кристаллографических осей, с размерами 8x8x10 и 6x7x8 мм для $NaBi(MoO_4)_2$ и $NaBi(WO_4)_2$, соответственно. Точность ориентации граней образца была не хуже, чем 5″. Перед измерениями образцы отжигались в течении суток при 333 К с последующим медленным охлаждением.

Акустические измерения производились на импульсно-фазовой ульразвуковой установке с применением двух методик. Методика [12,13], разработанная для малопоглощающих материалов, применялась для измерений на продольных акустических волнах. Изменение скорости звука относительно значения при комнатной температуре $\Delta v/v_0$рассчитывалось по сдвигу фаз между двумя импульсами, прошедшими через образец один и три раза. Методика [14], разработанная для сильно поглощающих сред, применялась при исследованиях на сдвиговых волнах. При этом наблюдалась интерференция импульсов, отраженного от передней поверхности образца и прошедшего через образец один раз. Ультразвуковые волны возбуждались с помощью резонансных пластинок ниобата лития различных срезов. В качестве акустической склейки использовалось силиконовое масло и эпоксидный клей. Погрешность относительных измерений скорости не превышала 0.05 %, поглощения – 6 %. Абсолютные значения скорости определялись при комнатной температуре с точностью до 0.5 %. Измерения производились в режиме медленного нагрева и охлаждения со скоростью, не превышавшей 0.1 К/мин в области фазовых переходов. Градиент температуры в образце был меньше 0.1 К/см.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Температурные зависимости относительного изменения скорости продольных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль осей z и x кристалла $NaBi(MoO_4)_2$,

полученные в режиме нагрева и охлаждения, представлены на Рис. 1. Как видно из Рис. 1, скорости ультразвуковых волн испытывают аномалии в области около 310 К. Вид аномалий является типичным для акустических аномалий в области структурных фазовых переходов (см., например, [15,16]). Кривые, полученные при охлаждении образца, в пределах разброса экспериментальных точек совпадали с кривыми, полученными в режиме нагрева. Отсутствие заметного температурного гистерезиса позволяет утверждать, что наблюдаемый фазовый переход является либо переходом 2 рода, либо переходом 1 рода, настолько близким ко второму, что гистерезис не проявляется в пределах экспериментальной погрешности.

Измерения абсолютных значений скоростей продольных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль кристаллографических направлений z и x, при комнатной температуре дало значения v_{zz} = 4030 м/с и v_{xx} = 4202 м/с, хорошо согласующиеся с величинами, найденными в [3].

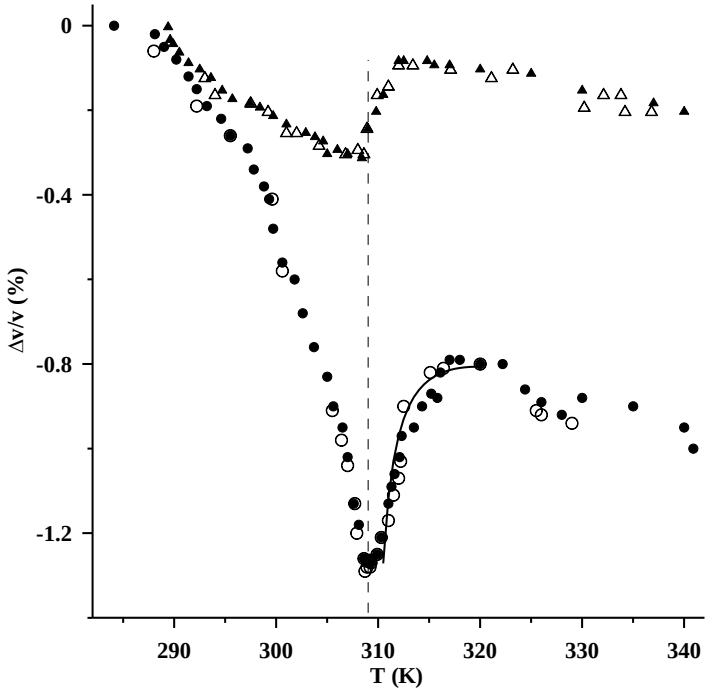


Рис. 1. Температурные зависимости относительного изменения скорости продольных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль кристаллографических направлений z (кружки) и x (треугольники) в кристалле $NaBi(MoO_4)_2$, полученные в режиме нагрева (темные символы) и охлаждения (светлые символы). Штриховая линия показывает температуру фазового перехода. Сплошная линия – теоретическая зависимость

Температурные зависимости скорости ультразвука для поперечных zy и xy мод и для продольных zz и xx мод, полученные в кристалле $NaBi(WO_4)_2$, представлены на Рис. 2 и 3. (Первый и второй индексы обозначают направление распространения ультразвуковой волны и ее поляризацию, соответственно). Результаты, которые были получены для продольной yy моды, были близки к тем, что показаны на Рис. 3 для моды xx, что согласуется с тетрагональной симметрией кристаллической решетки кристаллов двойного вольфрамата. Как видно из Рис. 2 и 3, на скоростях как продольных, так и поперечных волн, имеются аномалии в области 320 К. Аномалии скорости сопровождаются возрастанием затухания ультразвука. Пример показан на Рис. 3. Как и в случае двойного молибдата, температурные зависимости скорости и затухания, полученные при нагреве и охлаждении, совпадали в пределах

экспериментальной погрешности. Данные, полученные для разных температурных циклов, также в пределах погрешности совпадали друг с другом.

Величины скоростей продольных ультразвуковых волн, измеренные при комнатной температуре, составляли v_{xx}=3975 м/с и v_{zz}=3580 м/с. Полученные скорости позволяют рассчитать значения модулей упругости $c_{11}=119.6\cdot10^9$ Н/м^2 и $c_{33}=97.0\cdot10^9$ Н/м^2 (плотность по литературным данным равняется $7.57\cdot10^3$ кг/м^3). Рассчитанные значения модулей упругости хорошо согласуются с данными, приведенными в работе [8].

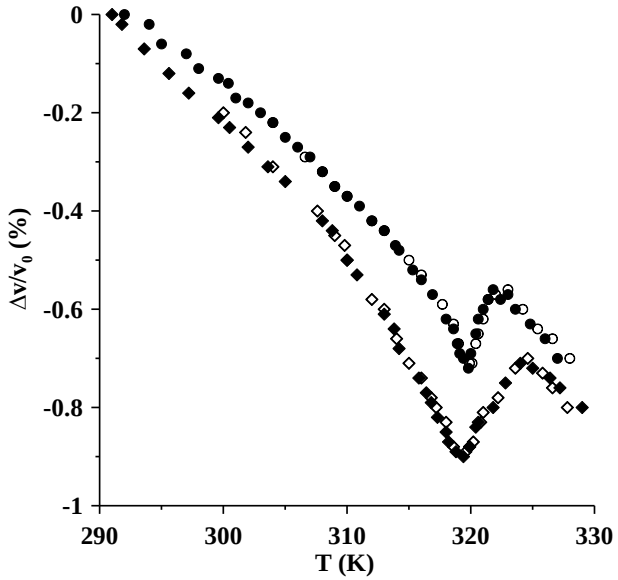


Рис. 2. Температурные зависимости относительного изменения скорости сдвиговых мод xy (кружки) и zy (ромбы) в кристалле $NaBi(WO_4)_2$, полученные в режиме нагрева (темные символы) и охлаждения (светлые символы)

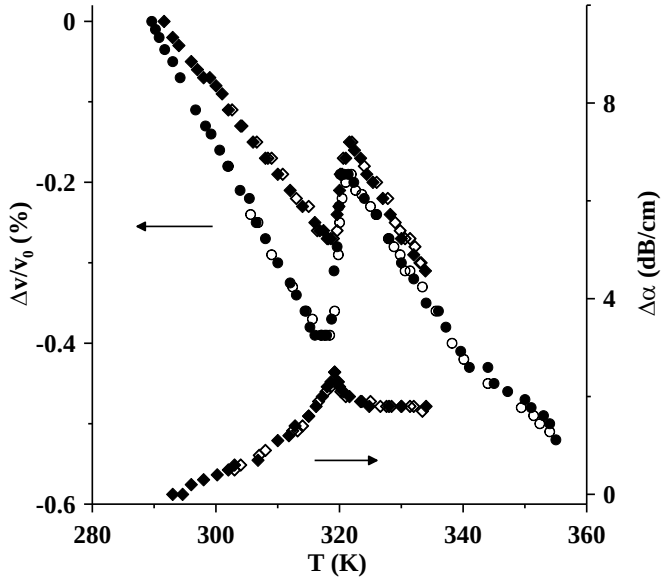


Рис. 3. Температурные зависимости относительного изменения скорости продольных мод zz (кружки) и xx (ромбы) и затухания для моды xx в кристалле $NaBi(WO_4)_2$, полученные в режиме нагрева (темные символы) и охлаждения (светлые символы)

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Аномалии упругих свойств кристаллов двойных молибдатов однозначно указывают на существование фазовых переходов в области температур, выше комнатной.

Температурные зависимости скорости звука, распространяющегося вдоль различных осей кристаллов двойных молибдатов и имеющих разную поляризацию, сильно отличаются. В частности, вид зависимости скорости z моды от температуры в кристалле $NaBi(MoO_4)_2$ характерен для собственных или псевдособственных сегнетоэластических фазовых переходов [15,16]. В то же время аномалия скорости звука, распространяющегося вдоль оси x этого кристалла, имеет вид размытого на приблизительно 4 К скачка, что характерно для нелинейной связи деформации в акустической волне с параметром порядка, ответственным за фазовый переход, как в случае несобственных сегнетоэластиков [7]. Для кристаллов $NaBi(WO_4)_2$ изменение скорости ультразвука при фазовых переходах имеет вид размытого скачка для продольных волн, тогда как скорость сдвиговых волн демонстрирует резкое уменьшение при фазовом переходе. Полученные аномалии скорости независимо от природы параметров порядка, ответственных за фазовые переходы в двойных молибдатах, могут быть интерпретированы на основе разложения Ландау свободной энергии с учетом линейно-линейного и линейно-квадратичного взаимодействия конкретных деформаций в ультразвуковой волне с параметром порядка. Рост затухания ультразвука в области фазовых переходов при этом может быть объяснен по аналогии с теорией Ландау-Халатникова [18], построенной для случая линейно-квадратичной связи деформации с параметром порядка.

Для линейно-линейной связи деформации и параметра порядка в разложении Ландау (случай псевдособственных сегнетоэластиков) температурные аномалии соответствующего модуля упругости даются следующими выражениями:

$$c = c_0 \frac{T - \tilde{T}_c}{T - T_c} \text{ при } T > \tilde{T}_c \text{ и } c = c_0 \frac{\tilde{T}_c - T}{(T_c - T) + \frac{3}{2}(\tilde{T}_c - T_c)} \text{ при } T < \tilde{T}_c,$$

где $\tilde{T}_c$ обозначает температуру фазового перехода, T_c характеризует температурную зависимость коэффициента в разложении Ландау при квадрате параметра порядка, c_0 - модуль упругости в высокотемпературной фазе вдали от фазового перехода. На Рис. 1 температурная зависимость скорости, рассчитанная для продольной моды zz выше температуры перехода, показана сплошной линией.

Для линейно-квадратичной связи деформации в акустической волне с параметром порядка изменение скорости при фазовом переходе дается выражением:

$$v(T) = v_0 - \frac{\Delta v}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

где v_0 – скорость акустической волны выше перехода, полное изменение скорости при фазовом переходе $\Delta v = r^2 / (4\beta v_0 \rho)$, ρ - плотность, ω - частота звука, τ – время релаксации параметра порядка, β и r - коэффициенты в разложении Ландау [18]. Для низких частот, к котрым обычно относится и частота ультразвуковых волн, используемых в экспериментах, теория предстказывает скачок скорости при фазовом переходе.

Физическая природа обнаруженных фазовых переходов связана, по всей видимости, в характером замещения ионами Na^+ и Bi^{3+} двух неэквивалентных кристаллографических позиций. Поскольку упругие аномалии становятся более

выраженными после тепловой обработки кристаллов [4], следует предположить, что фазовый переход обусловлен переходом из состояния, в котором упорядочение размещения катионов по кристаллографическим позициям слабое или отсутствует, в низкотемпературное состояние с более сильным упорядочением размещения. В таком случае, следует также предположить, что условия выращивания кристаллов могут приводить к изменению характера порядка размещения катионов по кристаллографическим позициям и к смещению температур фазовых переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Kaminskii.Crystallinelasers: Physicalprocessesandoperativeschemes (CRCPress, BocaRaton, FL, 1996).
2. В.Е. Карапетян, А.М. Морозов, Изв. АН СССР, сер. Неорг. Матер. **4**, 11, 2039 (1968).
3. С.В. Акимов, Т.М. Столпакова, Е.Ф. Дудник, Е.В. Синяков, ФТТ, 19, 9, 1832 (1977).
4. Л. Хусравбеков, И.К. Рахимов, М.И. Салахутдинов, А. Холов, Доклады АН Республики Таджикистан **XLV**, 9, 47 (2002).
5. A. Méndez-Blas, M. Rico, V. Volkov, C. Zaldo, and C. Cascales, Phys. Rev. B **75**, 174208 (2007).
6. C. Cascales and C. Zaldo, J. Appl. Phys. **96**, 4656 (2004).
7. J. Hanuza, A. Benzar, A. Haznar, M. Maczka, A. Pietraszko, and J. H. van der Mass, Vib. Spectrosc. **12**, 25 (1996).
8. K.S. Aleksandrov, S.I. Burkov, A.V. Zamkov, A. Kholov, C.Kh. Khafizov, L.A. Shabanova, and P.V. Klevtsov, Soviet Physics – Solid State **30**, 351 (1988).
9. Л.Д. Хусравбеков, М.М. Ульфатшоев, И.К. Рахимов, М.И. Салахутдинов, Доклады АН Республики Таджикистан **XLVI**, 45 (2003).
10. Л. Хусравбеков, Е.В. Чарная, С.Д. Васильков, И.К. Рахимов, М.И. Салахутдинов, А. Холов, ФТТ **49**, 493 (2007).
11. L. Khusravbekov, E. V. Charnaya, Cheng Tien, I. K. Rakhimov, B. F. Borisov, M. I. Salakhutdinov, M. M. Ulfatshoev, Phys. Stat. Solidi b **245**, 1517 (2008).
12. J. Williams and J. Lamb, J. Acoust. Soc. Am. **30**, 308 (1958).
13. Б.Ф. Борисов, А.В. Гартвик, Ф.В. Никулин, Е.В. Чарная, Акустический журнал **52**, 2, 172 (2006).
14. B.F. Borisov, E.V. Charnaya, A.K. Radzhabov, Phys. Stat. Solidi b **181**, 337 (1994).
15. E.V. Charnaya, B. Mroz, A.K. Radzhabov, C. Tien, Z. Tylczynski, C.S. Wur, Phys. Stat. Solidi b **240**, 240 (2003).
16. А.К. Раджабов, Е.В Чарная, ФТТ, **43**, 701 (2001).
17. E.V. Charnaya, I. Rakhimov, Ferroelectrics 112, Part A, **45** (1990).
18. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников, ДАН СССР **96**, 469 (1969).

СОНОХИМИЧЕСКИЙ РЕАКТОР С СИММЕТРИЧНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ И НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИМ (ФАЗОВЫМ) УПРАВЛЕНИЕМ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ

Шленская Т.В.[1)], Баулина Т.В.[1)], Красуля О.Н.[1)], Шестаков С.Д.[1)], Ринк Р.[2)]

[1)] Московский государственный университет технологий и управления, Москва
[2)] OilTechProductionOY, Estonia, Tallinn

E-mail: sdsh@mail.ru

В работе кратко изложены основные положения концепции пищевой сонохимии, которая принята в настоящее время в России. Описан кавитационный реактор с симметричной колебательной системой акустической ячейки, специально разработанный и изготовленный в Эстонии на основе модели многопузырьковой кавитации и теории подобия кавитационных процессов. Приведен анализ его конструкции в сравнении с известными реакторами, подходящими для сонохимических исследований в пищевой промышленности. Реактор содержит два одинаковых излучателя герметично закрепленных посредством эластичных прокладок и фланцев в узлах колебательных смещений акустических трансформаторов на противоположных торцах корпуса. Они встречно испускают в обрабатываемый раствор когерентные плоско-упругие волны. Показано, что такая конструкция сонохимического реактора обеспечивает повышение его производительности и уменьшает потери акустической энергии. Описывается также возможность фазового управления излучателями этого реактора при обработке также истинных и коллоидных водных растворов и дисперсных систем с удельными акустическими сопротивлениями не как у химически чистой воды.Такие реакторы будут эффективны в пищевой сонохимии при обработке растворов NaCl различной концентрации. Разработка позволяет в растворе с любым удельным акустическим сопротивлением получить наивысшую рассеиваемую на кавитации акустическую мощность и максимальную производительность обработки без увеличения подводимой электрической мощности. Расстояние между излучающими торцами трансформаторов в реакторе кратно числу полуволн их колебаний в химически чистой воде, а фазы излучателей задаются в зависимости от этого числа и длины волны колебаний обрабатываемой жидкости.

В общей сонохимии принято считать истинно сонохимическими только процессы в газовой фазе внутри кавитационных пузырьков, при пульсации которых периодически достигаются температуры плазмохимических реакций, и происходящие в результате взаимодействия продуктов таких реакций с жидкой фазой [1]. Но одна из сонохимических реакций воды, не сопровождаемая диссоциацией ее молекул (подобные процессы современная общая химия относит к химическими реакциям) – разрушение импульсами давления от пульсации кавитационных пузырьков собственной структуры воды, образованной водородными связями ее молекул, по массе участвующего в ней реагента несоизмеримо превосходит реакции пиролиза в парогазовой фазе внутри пузырьков. Эта реакция подобна процессам, происходящим в воде при ее нагревании.

Известно, что полярность молекул воды предопределяет наличие ее структуры, напоминающей структуру льда даже при температурах ее жидкого состояния, что не так давно еще раз было подтверждено исследованиями, выполненными в Лейденском университете [2]. Аномально большое увеличение вязкости воды при понижении ее температуры, парадоксальное уменьшение плотности при охлаждении ниже $+4\,^{\circ}C$, а также высокое по сравнению с неполярными жидкостями поверхностное натяжение связаны с явлением, которое можно назвать «*самогидратацией*» (рис. 1).

Основы сонохимической теории гидратации биополимеров применительно к протеинам мяса впервые были изложены в 2005 г. в лекции, прочитанной профессором О.Н. Красулей в исследовательском институте мясной промышленности (Роскилде, Дания). С тех пор управление процессами гидратации биополимеров стало одним из главных направлений развития пищевой сонохимии в России [3].

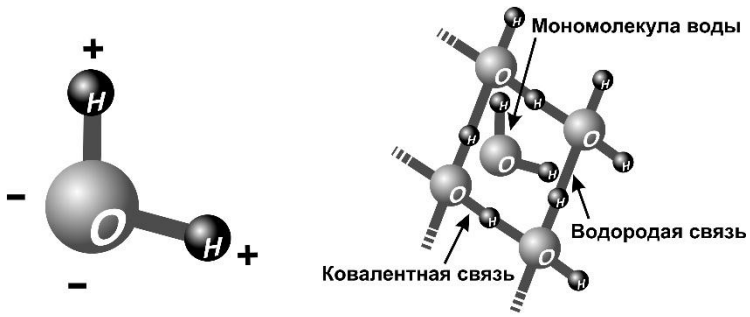


Рис. 1. Строение молекулы воды и ее надмолекулярная структура, образованная водородными связями в результате самогидратации

При синтезе белка в живых организмах и формировании его гидратных оболочек из отдельных мономолекул воды разрушение ее структуры происходит за счет прохождения сквозь биологические мембраны под действием осмотического давления. Искусственно без нагрева это можно сделать только сонохимическими методами химии высоких энергий (рис. 2).

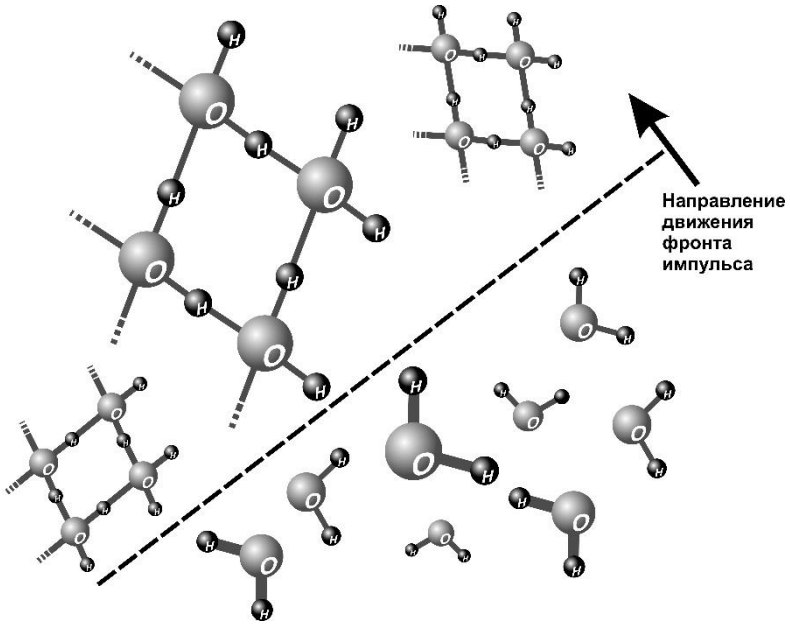


Рис. 2. Схема разрушения кавитацией надмолекулярной структуры воды кавитационными импульсами давления

В химической литературе гидратацию трактуют как процесс связывания воды химическими веществами, которые образуют кристаллогидраты постоянного состава, ведущие себя как индивидуальные химические соединения. Такие формулировки определяют процесс гидратации как химическую реакцию, в результате которой образуется новое вещество. В качестве примера такого вещества приводится медный купорос$CuSO_4 \cdot 5H_2O$,а знаком «·» в его химической формуле обозначается водородная связь. Отделить пять молекул воды, составляющих более трети массы всего этого соединения, от сульфата меди можно только прокаливанием при температурах значительно превышающих температуру парообразования. А из химии биополимеров известно, что белок, имея в составе молекул аминокислот полярные группы, также способен вступать в реакцию гидратации. Считается, что он может связывать в результате нее до 40%воды к своей молекулярной массе [4]. Для этого полярные центры молекул аминокислот, представленные аминными $–NH_2$ карбоксильными –COOH и гидроксильными –OH группами, должны быть свободны от связей друг с другом, образующих пространственную структуру белка. Такое состояние белка

появляется, например, в результате механического измельчения биомассы. Согласно учению академика В.И. Вернадского гидратационно-связанная вода это неотъемлемая часть белка [5]. Она естественным образом увеличивает его массу, поскольку соединяется с ним благодаря действию механизмов аналогичных тем, которые имеют место в процессе его синтеза и почти настолько же прочно, насколько прочны в белке связи, формирующие его структуру. Пищевое сырье в современных условиях в большинстве своем хранится в высушенном или замороженном виде, теряя химическую связь с природной влагой и утрачивая ее. Поэтому нахождение возможностей непосредственной гидратации биополимеров решает большую проблему – позволяет уменьшить количество либо вовсе исключить из продуктов питания непищевые вещества, которые традиционно используют для искусственного связывания влаги и увеличения таким путем их массы.

Отделить связанную в результате реакции гидратации воду с целью измерить ее количество, не денатурировав при этом белок, можно длительным высушиванием при температурах, которые не приводят к разрушению биополимерной структуры либо вымораживанием. Если в последнем случае контролировать количество так называемой незамерзающей воды посредством, например, ядерного магнитного резонанса, то измерить его можно очень достоверно и точно. В науке о производстве продуктов питания пользуются более доступным и адекватным предмету измерением так называемой активностиводы. Конкретные лабораторные методики ее измерения различны, но суть всех их состоит в том, что воду, находящуюся в различных формах связи с биомассой исследуемого образца, приводят в термодинамическое равновесие с ее насыщенным паром при атмосферном давлении. При этом считают, что та вода, объемное содержание которой в образце стало равным содержанию ее в окружающем насыщенном паре – свободная, то есть активная вода, соответственно, остальная является связанной. Показатель активности воды удобен своей инвариантностью по отношению к формам связи воды, которые по классификации академика П.А. Ребиндера, различаются энергией связи [6]. Эта классификация основана на положении, что связь в той или иной форме можно нарушить подводом соответствующего удельного количества энергии, эквивалентом которой является теплота.

Изучение механизмов и закономерностей взаимодействия воды с веществами не образующими истинных водных растворов, является предметом коллоидной химии. Для биологических систем невозможно точно установить по какой-либо одной обобщенной характеристике, какая часть воды связана в них той или иной формой связи. Поэтому специальная подготовка воды для гидратации биомассы всегда желательна. Когда молекулы воды не входит в состав структуры воды, то они легче вступают в реакцию гидратации с молекулами других веществ. Гидратационная способность воды по отношению к другим веществам зависит от соотношения содержания в ней структурированной и свободной фаз. Это соотношение может меняться в сторону увеличения последней при нагревании воды, когда структура разрушается под действием теплового движения отдельных молекул воды, либо при использовании других методов дезинтеграции. Но, за счет чего бы ни были разрушены водородные связи, когда исчезает источник энергии дезинтеграции, они снова начинают восстанавливаться в количестве, соответствующем термодинамическому равновесию, отдавая поглощенную энергию в виде теплоты самогидратации:

$$H_2O + H_2O + ... + H_2O \rightleftarrows m(H_2O)_n + 25\frac{n \cdot m}{N_A}\,кДж, \qquad (1)$$

где:m – число молекулярных водных ассоциатов, вступающих в реакцию; n – число молекул воды, составляющих их устойчивый ассоциат;N_A– число Авогадро.

Поскольку теплота парообразования воды равна 44 *кДж/моль*, то вода может быть деструктурирована путем нагрева в жидком состоянии. Однако там, где целью является повышение степени гидратации биополимеров, которые сами по себе неустойчивы к термической денатурации, тепловой механизм разрушения водородных связей неприемлем. Недопустимо смешивание нагретой воды с биомассой, пространственные структуры которой сформированы связями того же уровня энергии, что и водородные [7]. Известно много способов направленного разрушения структуры воды без нагревания. К ним можно отнести все способы механического воздействия на воду, например, обработку в коллоидной мельнице или в специальном дезинтеграторе роторного или дискового типа. Существуют способы, в которых для передачи энергии в воду используется полярность ее молекул. К ним относится пропускание потока воды через сильное магнитное поле или воздействие на нее переменным электромагнитным полем, а также в процессах основанных на явлениях обратного осмоса и кавитации. Исследователи, используя обработанную последними способами воду для замеса хлебопекарного теста, установили, что при этом снижается толщина гидратных оболочек белковых молекул при их формировании, способствуя их коагуляции с образованием новой, более эластичной структуры белка клейковины. Это подтверждает гипотезу гидратационной структуризации белка [8] (рис. 3), так как при уменьшении толщины гидратных оболочек биомакромолекул увеличивается плотность заряда на их поверхности, что приводит к более сильной связи между собой оболочек противоположно заряженных активных центров отдельных белковых молекул.

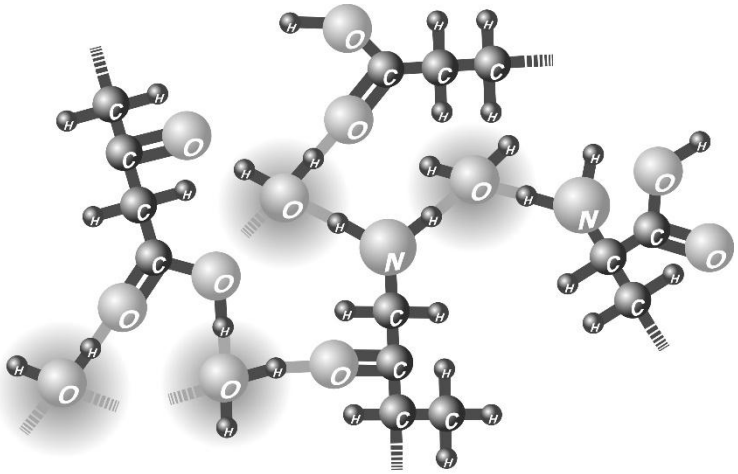


Рис. 3. Гидратационная структуризация белка. Связующие молекулы воды оттенены

Известно, что при низкой активности ионов водорода анионные группы составляющих молекулы белка аминокислот дегидратируются сильнее, чем катионные при высокой. Поэтому общее содержание связанной белком воды с увеличением значения водородного показателя тоже увеличивается. В пищевой и фармацевтической промышленности для этого иногда применяют электрохимическую обработку слабоминерализованной воды в мембранном электролизере, используя для гидратации щелочную фракцию диализа. Перечисленные примеры являются способами повышения растворяющей способности воды за счет изменения ее энергетического состояния путем надтепловой трансформации в ней энергии различной природы, временно выводящей ее из состояния термодинамического равновесия. При сонохимическом воздействии кинетика процессов, сопровождающих трансформацию энергии совершенно иная, а преимущество состоит в том, что исходный химический состав воды не имеет значения. Наоборот, вода может содержать растворенные в любом количестве или взвешенные вещества при этом они не будут потеряны в процессе дезинтеграции, как в случае мембранной очистки и не образуют нежелательных

химических соединений, как при электролизе. Последнее особенно важно, поскольку для получения лекарственных препаратов биологически активных веществ и пищевых продуктов полноценного качества их минеральный состав и содержание полезных микроэлементов лучше всего регулируется посредством предварительного растворения во входящей в их состав воде. Кроме того, известно, что ультразвуковая кавитация в воде, водном растворе, суспензии или эмульсии ускоряет и делает эффективнее все происходящие там процессы, в том числе и растворение, при котором ионы растворенных веществ, на которые они диссоциируют, приобретают плотные гидратные оболочки, снижающие возможность вступать в нежелательные химические реакции.

ОБОРУДОВАНИЕ СОНОХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ВОДЫ И РАСТВОРОВ ДЛЯ ГИДРАТАЦИИ ПРОТЕИНОВ

В России и Европе запатентована гидратация протеинов мяса сонохимически обработанной водой при амплитуде звукового давления более чем в 2 раза превышающей гидростатическое давление. Это же известно из технической литературы, посвященной аппаратам «Сиринкс» [9] (рис. 4).

Рис. 4. Российские аппараты типа «Сиринкс» для обработки используемых в пищевом производстве воды и водных растворов. В стойке слева находятся три кавитационных реактора по 2 кВт, производительностью по 0,3 м^3/ч, а в стойке справа один реактор 4 кВт, производительностью 0,6 м^3/ч вместе с источником питания германской фирмыHielschersystemsGmbH

Такая сонохимическая обработка направлена на увеличение содержания синтезируемой в результате кавитационного процесса перекиси водорода, которая, разлагаясь в биомассе с выделением энергии, ускоряет ее «созревание» и снижает в ней активность бактерий. Но, как известно, синтезу H_2O_2 в сонохимии предшествует диссоциация воды на являющиеся сильными катализаторами гидролиза жиров ионы водорода и гидроксилы [10], остаточное содержание которых всегда будет присутствовать в обработанной воде. Поэтому из-за существования жирового компонента в биомассе при смешивании ее с рассолом будет происходить гидролиз жиров. А поскольку распад перекиси водорода имеет окислительный характер, то

выделяемый кислород может окислять жиры и образующиеся в результате их гидролиза свободные жирные кислоты. Это вместе с усилением гидратации белковой составляющей пищевого сырья может привести к ускоренной порче его жировой составляющей, ухудшению вкусовых качеств и снижению сохраняемости получаемого продукта.

Исходя из этого, одной из первоочередных задач разработки реакторов для пищевой сонохимии стало исключение или сокращение, там, где это требуется, образования перекисных соединений за счет выбора интенсивности сонохимического воздействия. В связи с этим в Московском государственном университете технологий и управления им. К. Г. Разумовского был экспериментально определен безопасный в этом отношении порог интенсивности ультразвука. Было установлено, что кавитация в воде при амплитудах звукового давления не выше двух значений гидростатического давления в ней [11] не приводит к образованию перекисных соединений в таких количествах, которые могут быть определены официальными методами замера перманганатной окисляемости воды. Значение кавитационного порога по величине приблизительно равно разности гидростатического давления и давления паров воды при температуре процесса, которая не выше комнатной. Рассеиваемая на кавитации часть энергии плоской ультразвуковой волны ограничена максимальным значением, которое соответствует приблизительно трехкратному превышению амплитудой звукового давления кавитационного порога в воде, а при неограниченном росте интенсивности ультразвука растет только кинетическая составляющая энергии кавитации, которая не влияет на сонохимический синтез перекиси водорода. Энергия термической диссоциации воды, происходящей при кавитации в ее газовой фазе, заполняющей кавитационные пузырьки, превышает энергию водородных связей молекул воды между собой в жидкой фазе более чем на порядок. Поэтому повышение растворяющей способности воды, которое не сопровождается диссоциацией ее молекул на ионы, физически возможно и должно лежать в области порождающего кавитацию звукового давления с амплитудой не выше удвоенного гидростатического давления в ней или растворе на ее основе. Электроакустический излучатель используемого реактора при номинальной потребляемой электрической мощности обеспечивает, с учетом отражения акустической волны от рефлектора, абсолютную величину амплитуды звукового давления в насыщенном растворе натрия хлорида (при атмосферном давлении) равную 198 *кПа*. То есть, амплитуда звукового давления превышает гидростатическое давление в реакторе, через который рассол свободно подается перистальтическим насосом. Госстандартом России типовариантный ряд таких реакторов мощностью от 0,4 до 4,0 *кВт* по ТУ 5130-002-26784341-2008 «Реакторы кавитационные типа РКУ для обработки жидких пищевых сред» [11] (рис. 5) разрешен к производству для использования в составе технологических аппаратов пищевой промышленности, на что был выдан сертификат соответствия РОСС RU.TM05.B01457.

После обработки в таком реакторе водных растворов гуминовых кислот, их перманганатная окисляемость не изменяется. То есть, они не трансформируются в перекисные соединения путем присоединения кислорода, как это происходит с водой при синтезе H_2O_2. Отсюда следует, что H_2O_2 также не синтезируется или синтезируется в пренебрежимо малых для стандартного метода анализа количествах.

Таблица 1. Результаты обработки растворов гуминовых кислот

Показатель	Дообработки	Послеобработки	Метод испытаний
pH, *единиц*	7,2	7,3	ИСО 10523
Окисляемость перманганатная, *мг/л* O_2	5,2	5,2	ИСО 8467
Танины, лигнины, *мг/л*	0,4	0,4	МИ 8193

Растворяющая же способность обработанной в том же режиме воды в отношении натрия хлорида увеличивается (рис. 6).

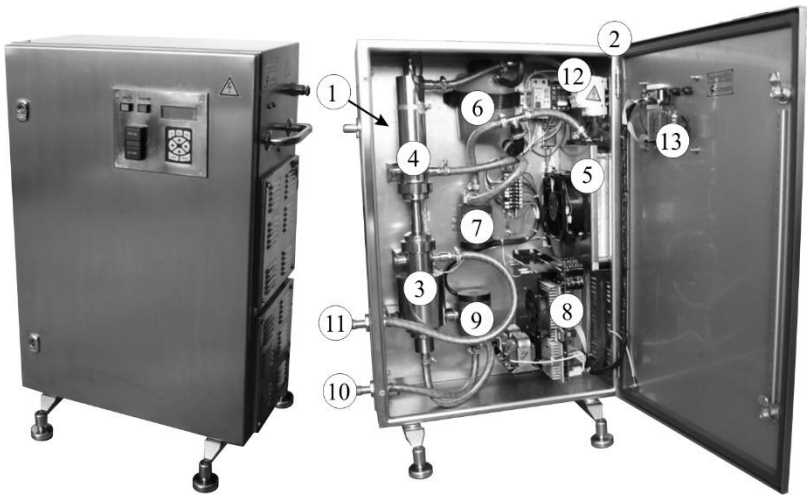


Рис. 5. Установка сонохимической обработки растворов посолочных веществ, используемых в изделиях из рубленого мяса, с реактором по ТУ 5130-002-26784341-08:
1 – несущая платформа;
2 – кожух; 3– кавитационный реактор; 4 – преобразователь магнитострикционный;
5 – радиатор; 6, 7 – элементы системы охлаждения;
8 – генератор ультразвуковой;
9 – насос; 10, 11 – заборный и расходный штуцеры

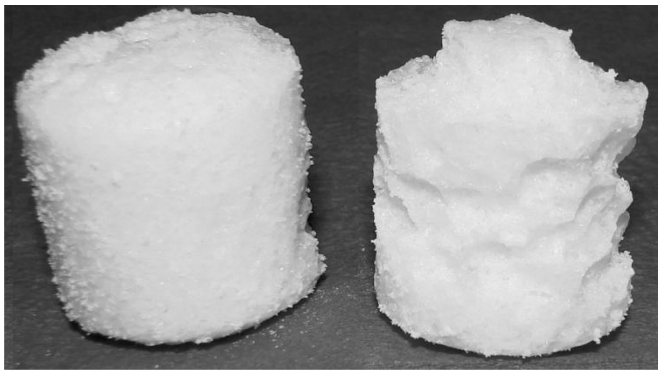


Рис. 6. Образцы таблетированного NaCl после равного по времени пребывания в обычной (слева) и сонохимически обработанной воде (справа) при одинаковой температуре

Кроме того, выяснилось, что сохраняются и бактериостатические свойства обработанной воды, которые исследовались по известной методике [12].

Таблица 2. Бактериостатические и физические свойства обработанной воды

Время после 5 *мин* обработки	Абсолютная вязкость, *сП*	Жизнеспособность микроорганизмов по тесту из [12]
Два часа Одни сутки	0,971±0,008 0,987±0,004	0,630 0,849
Контроль	1,019±0,007	1,760

Однако, как отмечают исследователи в этой области знаний, эксперименты в ней отличаются низкой повторяемостью результатов, а физические модели аппаратов, на которых они производились, трудно поддаются «масштабированию» [13], особенно при попытках увеличения производительности. Поэтому проблема создания надежных промышленных аналогов пока остается подлежащей решению.

РЕАКТОР С СИММЕТРИЧНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ

Реактор состоит из корпуса, акустических трансформаторов, герметично с помощью эластичных прокладок закрепленных в нем посредством фланцев в узлах колебательных смещений. Фланцы стянуты между собой стяжками, образуя с корпусом и трансформаторами герметичный рабочий объем для пропускания через реактор обрабатываемой жидкости. Источники колебаний – электроакустические преобразователи соединены с трансформаторами посредством шпилек (рис. 7).

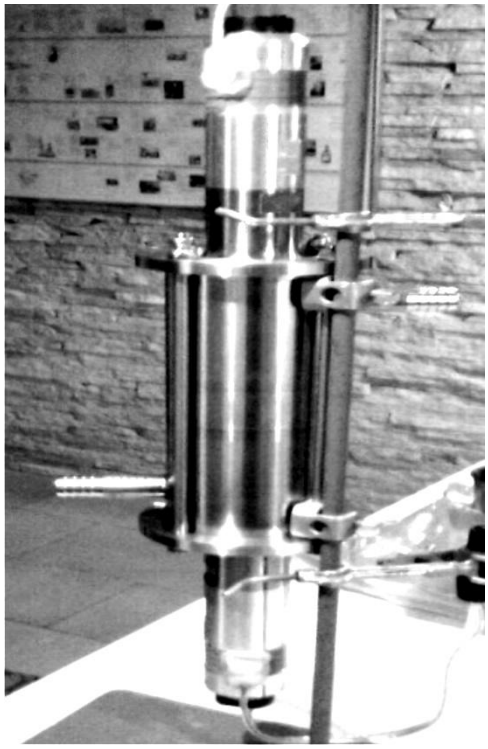


Рис. 7.Кавитационный реактор компании Oil Tech Production OY

Средняя объемная плотность эрозионной мощности кавитации в рабочем объеме реактора описывается пропорцией и вычислена «методом цилиндрических оболочек»:

$$\mathrm{M} \sim \frac{8}{D^2 H} \int_0^H \int_0^{0,5D} x(\Delta p_{x,y})^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y\,, \tag{2}$$

абсолютная производительность по воде:

$$Q = Q^* \frac{\mathrm{M}V}{\mathrm{M}^* V^*}\,, \tag{3}$$

где: Q^*– паспортная производительность реактора аппарата «Сиринкс» по воде, равная 0,6 $м^3/ч$ [9]; V – объем рабочей камеры реактора; $\Delta p_{x,y}$– относительноемгновенное значение возмущения давления от кавитации в любой точке воды на диаметральной

плоскости объема реактора, вычисляемое по [14]; D – внутренний диаметр корпуса реактора; H – расстояние между излучающими поверхностями акустических трансформаторов или излучающей и отражающей поверхностью; x – координата по D; y – координата по H.

Зависимость модуля результирующей амплитуды звукового давления в реакторе в линейном приближении выражена через число пучностей волны n, в которых образуется кавитация, коэффициент рассеяния энергии колебаний на кавитации η[15], коэффициент отражения волны θ от рефлектора и амплитуду звукового давления на поверхности при излучении в полупространство жидкости A_0:

$$A = A_0 \left| [(1-\eta^{\frac{1}{2}})^{2\frac{\phi}{\pi}} + (1-\eta^{\frac{1}{2}})^{2n-2\frac{\phi}{\pi}}] \sin 2\pi f t \right| \quad (5)$$

Для реактора с несимметричной ячейкой (с одним излучателем и рефлектором):

$$A = A_0 \left| [(1-\eta^{\frac{1}{2}})^{2\frac{\phi}{\pi}} + \theta(1-\eta^{\frac{1}{2}})^{4n-2\frac{\phi}{\pi}}] \sin 2\pi f t \right| \quad (6)$$

Координаты границ занимаемых кавитационными областями объемов $v_i = h_i S$, где S – площадь фронта волны, на луче волны в угловых единицах фазы ϕ определены как положительные корни трансцендентного уравнения $A(\phi) = 1$ *атм*, а их высоты на луче результирующей волны – как разность четных и нечетных его корней. В линейные единицы они переведены путем деления на волновое число $2\pi/\lambda$. Графически функции звукового давления в полученной суперпозиции волн в воде внутри реакторов показаны на рис 8.

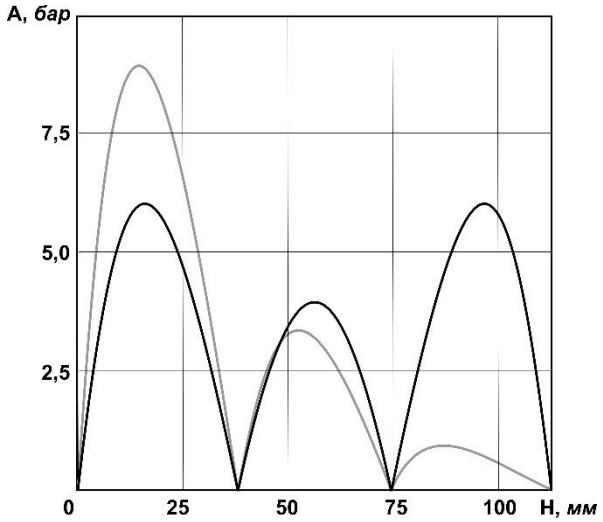


Рис. 8. Звуковое давление на луче волны в воде внутри рабочего объема реактора:
— в реакторе аппарата «Сиринкс»;
— в реакторе с симметричной колебательной системой компании Oil Tech Production OY

Полученные в путем математического моделирования и расчета значения приведены в таблице 3 и изображены на рис. 10,11 где тоновыми рисунками показаны распределения объемной плотности эрозионной мощности кавитации в диаметральной плоскости реактора.

Таблица 3. Характеристики реакторов

ОБЪЕКТ	Потребляемая электрическая мощность, *Вт*	Рабочий объем, *л*	Относительная эрозия поверхностей	Производительность по воде, $м^3/ч$
«Сиринкс»	4000	0,684	1	0,60
Прототип	2000	0,566	1,8	0,86

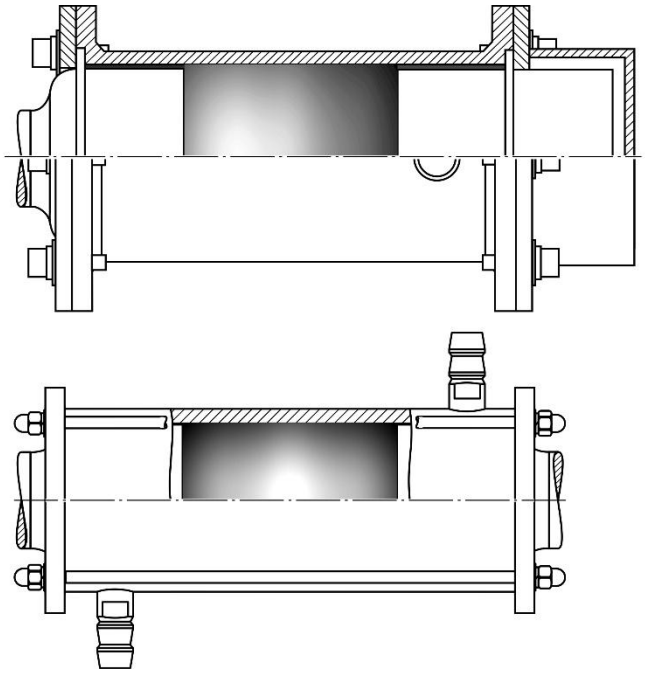


Рис. 10. Чертежи общего вида сравниваемых реакторов: вверху – реактор аппарата «Сиринкс; внизу – реактор с симметричной колебательной системой компании Oil Tech Production OY

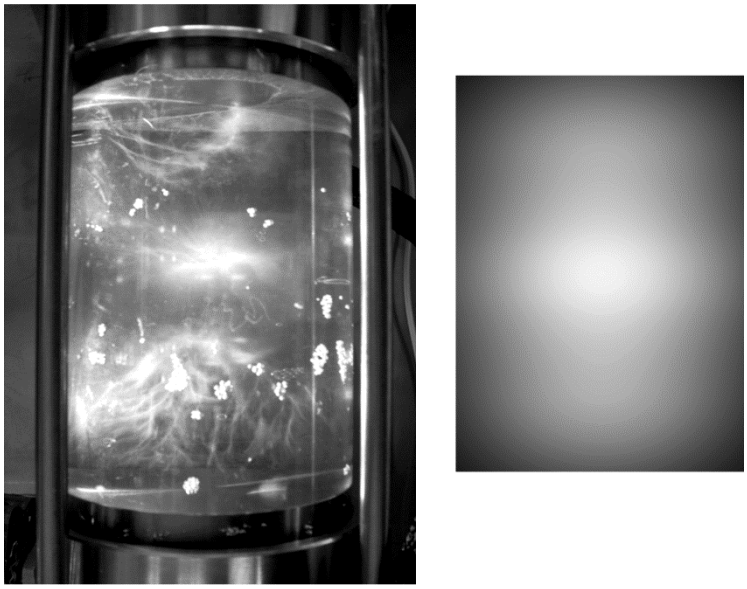


Рис. 11. Слева фото прототипа реактора компании Oil Tech Production OY, выполненного в стеклянном корпусе, справа – построенная с использованием [14] картина распределения объемной плотности эрозионной мощности кавитации в диаметральной плоскости реактора

Когда колебательная система акустической ячейки является симметричной относительно центра масс, то есть, источники колебаний (преобразователи) расположены по обе стороны объема обрабатываемой жидкости в реакторе. Из таблицы 3 видно, что у реактора с симметричной колебательной системой акустической ячейки при меньшей, чем у реактора «Сиринкса» суммарной мощности источников колебаний и меньшем объеме камеры производительность обработки водыбольше.

Разработанный на основе модели многопузырьковой кавитации и теории подобия кавитационных процессов кавитационный реактор с симметричной колебательной системой акустической ячейки соответствует всем требованиям пищевой сонохимии [3]. При этом его конструкция обеспечивает повышенную по сравнению с известными аналогами производительность сонохимической обработки, что позволяет надеяться на решение с помощью использованных методов проектирования присущей сонохимии проблемы масштабирования аппаратов при создании их промышленных моделей.

Плоско-упругая волна, рассеивая часть своей энергии в воде на внутренне трение и кавитацию, затухает по лучу от поверхности излучения. Практически приемлемый закон этого затухания описан в [15,16]. Поэтому более эффективными являются сонохимические реакторы с симметричными акустическими ячейками, составленными из двух излучателей, испускающих когерентные волны, распространяемые по одной оси навстречу друг другу [17]. Суперпозиция этих волн дает общую рабочую волну в реакторе. В этом случае суммарная волна тоже имеет затухание амплитуды к геометрическому центру реактора, как показано на рис. 8. Нообъемная плотность эрозионной мощности кавитации при этом, чаще всего, в реакторах с длиной луча до трех полуволн все же имеет в геометрическом центре максимальное значение. Это объясняется эффектом непараметрического усиления кавитации [18]. Этот эффект направленно используется для усиления кавитации без произвольного изменения акустических параметров жидкости и растворенного в ней газа [19] в конструкциях реакторов с несколькими независимыми волнами в одном объеме жидкости. Это делается двумя путями: за счет специального взаимного размещения источников когерентных волн, либо за счет управления фазами волн этих источников. Второе известно только для реакторов, где отсутствует суперпозиция инициирующих кавитацию волн. Поэтому в реакторе с двумя встречно направленными излучателями на одной оси, если обрабатывается жидкость, скорость звука в которой отличается от скорости звука в жидкости, на которую он рассчитан, теряется часть энергии. А удельное акустическое сопротивление, например, воды и насыщенного раствора поваренной соли отличается на 36%. При обработке последнего для получения такой же амплитуды звукового давления как в воде, от которой зависит энергия кавитации, потребуется соответствующее увеличение мощностиизлучения.

Ясно, чтобы настроить реактор под скорость звука в обрабатываемой жидкости, так чтобы амплитуда результирующей волны была бы всегда максимальной без увеличения подводимой мощности можно, например, каким-либо образом изменить расстояние между излучающими плоскостями акустических трансформаторов или изменить частоту излучения так, чтобы фазы встречных волн совпадали. Но это технически непростые задачи. Проще установить смещение фаз этих колебаний у их источников, оставив неизменной их частоту, то есть, оставив их когерентными. Для этого понадобится одна линия задержки в схеме управления, как в [18].

Путем проведения исследований модели многопузырьковой кавитации и критерия подобия сонохимических реакторов было установлено, что получения наивысшей мощности кавитации и максимальной производительности реактора за счет оптимальной суперпозиции встречно излучаемых волн следует задавать смещение фаз излучения между источниками излучения. При этом не следует допускать, чтобы кавитационные области прилегающие к излучающим поверхностям соприкасались с

ними дабы не вызывать их эрозии. Был найден угол, который удовлетворяет этим условиям. Он выражается аддитивной функцией $\frac{20}{3}\lambda\pi+\frac{1}{2}\pi+2\lfloor\frac{1}{2}N\rfloor\pi-N\pi$, где: λ – длина волны ультразвука в обрабатываемой жидкости в *м*; *N*– количество полуволн колебаний на оси камеры реактора между излучающими поверхностями акустической ячейки в химически чистой воде; $\lfloor\rfloor$–нижняя целая часть числа. При таких условиях образуемые вблизи пучностей давления результирующей волны кавитационные области будут занимать наибольший общий объем. Это сделает реактор более производительным.

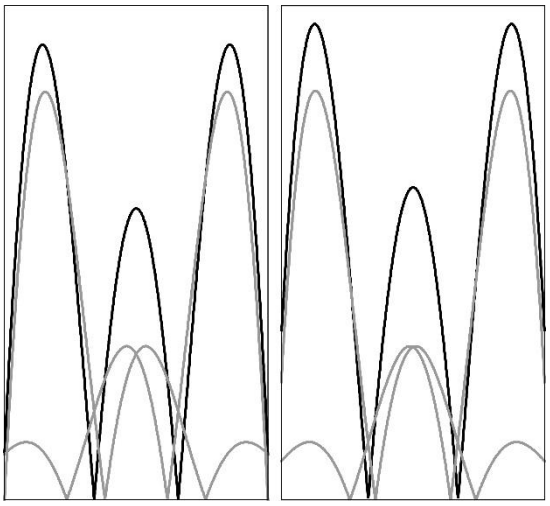


Рис. 11. Графики амплитуды звукового давления на оси реактора в обрабатываемом полистирольном латексе:
— для каждого излучателя; ━ суммарное звуковое давление.
Слева без фазового смещения, справа – со смещением

Путем постановки компьютерного эксперимента с математической моделью кавитационного реактора и принципом подобия кавитационных процессов был вычислен суммарный объем кавитационных областей. В реакторе без смещения фаз он составил 331 *мл*, со смещением – 369 *мл*. Средняя объемная плотность эрозионной мощности кавитации в камере реактора при смещении фазувеличилась в 1,18 раза.

В натурном эксперименте было выполнено сравнительное диспергирование полистирольного латекса. При обработке латекса кавитационными импульсами давления совершается работа против циклической прочности полистирольных частиц пропорциональная мощности кавитации. Изменение дисперсности латекса может служить мерой этой работы. В эксперименте контрольные образцы латексов обрабатывали в режиме синфазной работы излучателей. Опытные образцы при такой же начальной температуре обрабатывали в течение такого же времени при смещении фаз между излучателями на угол равный $0{,}127\pi$. Методом Геллера находили диаметры полистирольных частиц, которые у контрольных образцов составили 150±10 *нм*, а у опытных120±10 *нм*.

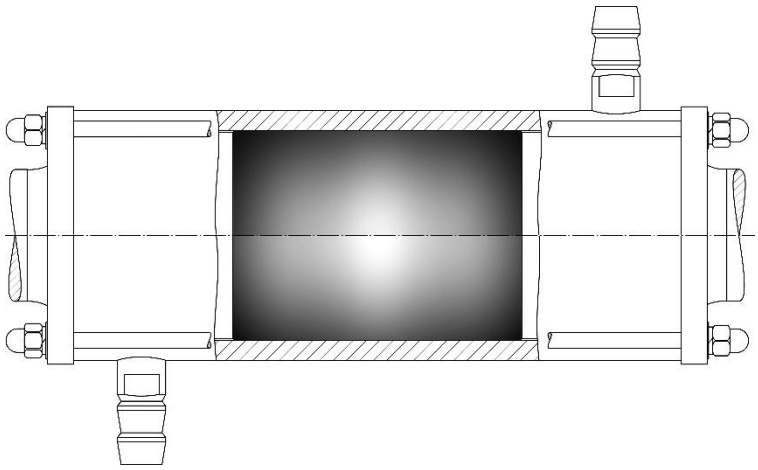


Рис. 12. Общий вид с разрезом по диаметру рабочей камеры сонохимического реактора, посредством которого были выполнены сравнительные эксперименты. В плоскости разреза на рисунке распределения объемной плотности эрозионной мощности кавитации показано: в верхней части разреза без смещения фаз; в нижней – со смещением

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маргулис М.А. Основы звукохимии. Химические реакции в акустических полях.- М: Высшая школа, 1984
2. Jinesh K.B., Frenken J.W.M. Experimental evidence for ice formation at room temperature // Physical Review Letters,101, 2008, 036101
3. Шестаков С.Д., Красуля О.Н.Исследования и опыт применения сонохимических технологий в пищевой промышленности // Электронный журнал «Техническая акустика», http://www.ejta.org, 2010, 10
4. Water relations of foods / Edited by R.B. Duckworth.-London: Academic Press, 1975 (Водавпищевыхпродуктах / Подред. Р. Б. Дакуорта. М: Пищевая промышленность, 1980)
5. Владимир Вернадский: Жизнеописание. Избранные труды. Воспоминания современников. Суждения потомков.- М: Современник, 1993
6. Ребиндер П.А. Избранные труды. Поверхностные явления в дисперсных системах. Ч.2.- М: Наука, 1979
7. Deng Y. et al. Relationship between Thermal denaturation of porcine muscular proteins and water-holding capacity // J. Food Sci, 5, 67, 2002, pp. 1642-1647
8. Шестаков С.Д. Основы технологии кавитационной дезинтеграции.- М: ЕВА-пресс, 2001
9. СИТБ. 443146.002 ТУ Аппараты «Сиринкс» для кавитационной дезинтеграции пищевых сред и воды. Технические условия
10. Эльпинер И.Е. Биофизика ультразвука.- М.: ИФ-МЛ, 1973
11. ТУ 5130-002-26784341-2008. Реакторы кавитационные типа РКУ для обработки жидких пищевых сред. Технические условия
12. Стехин А.А., Яковлева Г.В. Структурированная вода. Нелинейные эффекты.- М: Издательство ЛКИ, 2008
13. Mawson R., Knoerzer K. A brief history of the application of ultrasonics in food processing // 19^{-th} ICA Congress, Madrid, 2007
14. Shestakov S. Mathematical Model for the Spatial Distributing of Erosive Power Density of Multibubble Cavitation // Abstracts Book of 1th Asia-Oceania Sonochemical Society Meeting.- Melbourne, 2013, pp. 111-112

15. Физика и техника мощного ультразвука. Мощные ультразвуковые поля // под ред. Л.Д. Розенберга.- М: Наука, 1968
16. Шестаков С.Д., Бефус А.П. Формулирование критерия подобия сонохимических реакторов при обработке сред, не обеспечивающих акустического резонанса.- Вологда, 2008.- 27 с.- Деп. в ВИНИТИ РАН, №840-В2008
17. RinkR., ShestakovS. Cavitational reactor with symmetric nonmonolithic oscillatory system of the acoustic cell for processes of food sonochemistry. Electronic Journal «Technical Acoustics», http://www.ejta.org, 2012, 2
18. Шестаков С.Д. Исследование возможности непараметрического усиления многопузырьковой кавитации // Прикладная физика.- 2008.- №6.- С. 18-24
19. Flannigan D.,SuslikK.Plasma formation and temperature measurement during single-bubble cavitation. Letters toNature, 434, 2005, pp. 52-55

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КООРДИНАТНОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ИНТЕНСИФИАЦИИ ПРОЦЕСА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОЧИСТКИ

Приходько В.М., Шеина А.Е., Юдаков Е.Г.

Московский автомобильно-дорожный государственный технический университет (МАДИ), Москва
Тел.: (499) 1550868

E-mail: e.g.yudakov@gmail.com

В двигателях внутреннего сгорания загрязнениям подвергаются детали различных размеров, формы и конструкции. Особую сложность представляет очистка от загрязнений корпусных изделий, что объясняется их крупными габаритами, наличием большого количества отверстий, карманов и других труднодоступных мест. Одним из наиболее эффективных способов очистки деталей является ультразвуковой. В статье рассмотрены технология и оборудование для автоматизированной ультразвуковой очистки корпусных деталей перемещающимся излучателем.

Конкурентоспособность автотракторной техники напрямую зависит от срока службы двигателей внутреннего сгорания (ДВС). От качества их изготовления и обслуживания зависят надежность, экономичность, минимизация негативных экологических последствий эксплуатации. Наиболее дорогостоящими узлами ДВС с точки зрения изготовления и материалоемкости являются корпусные изделия. Для них, как и для других деталей двигателя, наряду с требованиями точности не менее важными являются требования промышленной чистоты.

В процессе изготовления корпусные детали ДВС подвергаются различным видам технологических операций, при выполнении которых возникают различные загрязнения: пленка эмульсии смазочно-охлаждающих средств, остатки доводочных и притирочных паст, шаржирование поверхности при выполнении финишных отделочных операций. Остатки технологических загрязнений ухудшают качество сборки изделия и в последствии оказывают существенное влияние на срок его службы.

Условия работы ДВС в целом и корпусных деталей в частности приводят к образованию эксплуатационных загрязнений, которые представляют собой сложные продукты взаимодействия как органических, так и неорганических соединений, различных по природе образования и условиям формирования: лаки, нагары, накипь, осадки и др. Образующиеся в процессе эксплуатации загрязнения приводят к ухудшению эксплуатационных свойств, повышенному износу трущихся сопряжений, а при поступлении детали в ремонт они препятствуют качественному выполнению операций дефектовки и восстановления.

Экономически эффективны и востребованы технологии, позволяющие продлить срок службы или вернуть в повторную эксплуатацию корпусные детали ДВС. В процессе изготовления новых и восстановления изношенных корпусных деталей ДВС исключительную роль играют моечно-очистные технологии. Особую сложность представляет очистка от загрязнений корпусных изделий, что объясняется их большими размерами, конструктивной сложностью, наличием большого количества различных сквозных и глухих отверстий и других труднодоступных мест.

Анализ применяемых технологий и оборудования выявил технологическую и экономическую эффективность применения ультразвуковой очистки для корпусных деталей ДВС. При ультразвуковой очистке за счет возникновения ряда специфических эффектов, таких как кавитация, акустические течения разного масштаба, ускорение протекания химических процессов происходит разрушение, отслоение, растворение и удаление пленки загрязнений с поверхности деталей.

С учетом конструктивных особенностей корпусных деталей ДВС для выбора ультразвукового оборудования, проведены исследования эффективности применения различных типов излучателей [1].

Цилиндрические излучатели ЦМС-8 обладают высокой эрозионной активностью ультразвукового поля в области, сконцентрированной вблизи оси излучателя. Однако, небольшой диаметр излучателя, конструктивно связанный с резонансной частотой, не позволяет использовать цилиндрические преобразователи для очистки корпусных деталей ДВС, обладающих, как правило, большими размерами.

Исследование топографии кавитационной области пластинчатого излучателя ПМС-2,5-18 выявило неравномерность распределения эрозии по площади излучающей пластины. Максимальная эрозионная активность наблюдается в непосредственной близости к излучающей пластине и уменьшается при отдалении тест-объекта. Потребляемая мощность преобразователя ПМС-2,5-18 составляет $N = 2{,}5$ кВт, при этом удельная акустическая мощность $N_{\text{уд}}$ не превышает $3\ \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$. Обеспечить равномерное воздействие кавитации при очистке плоскостными излучателями возможно за счет перемещения поверхности очистки относительно излучателя. Подобная схема приведет к увеличению требуемого эффективного объема технологической ванны, повышению энергозатрат и продолжительности очистки.

Эрозионная активность стержневого преобразователя максимальна в непосредственной близости к излучающей поверхности и сосредоточена в пределах эффективной площади излучателя. Стержневая ультразвуковая колебательная система (УЗКС) позволяет вести обработку на низкоамплитудном и высокоамплитудном режимах излучения, обладает удельной мощностью излучения $N_{\text{уд}}$ до $50\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ при потребляемой мощности $N = 1{,}5$ кВт. Также одним из преимуществ стержневых УЗКС является возможность использовать сменные инструменты, позволяющие осуществлять специальные технологические операции, к примеру, очистки отверстий. Основным недостатком использования стержневой УЗКС для очистки корпусных деталей двигателя является небольшая площадь излучателя. Для устранения этого недостатка и очистки корпусных деталей ДВС предлагается использовать динамический режим обработки, когда стержневая УЗКС перемещается относительно поверхности очистки. Для определения рациональных акустико-технологических параметров очистки перемещающейся стержневой УЗКС проведены экспериментальные исследования площади эрозионных повреждений тест-объектов из алюминиевой фольги в акустическом поле по схеме, представленной на рис. 1.

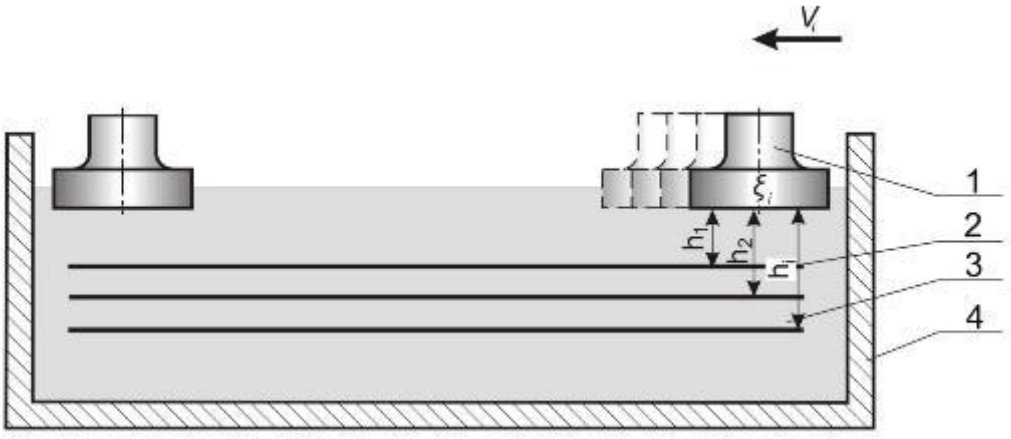
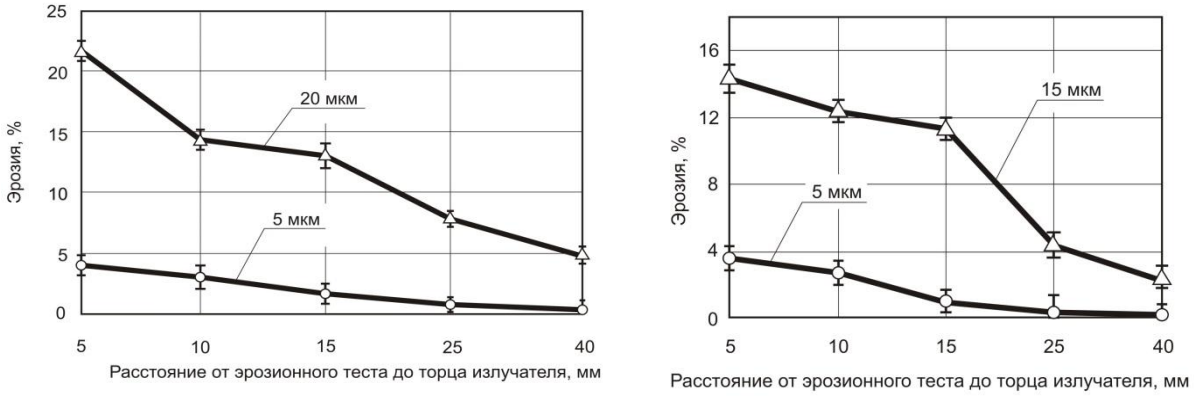


Рис. 1. Схема проведения эксперимента по исследованию эрозионной активности перемещающегося излучателя: 1 – излучатель и УЗКС; 2 – эрозионный тест; 3 – технологическая среда; 4 - ванна

Исследования проводились при различных амплитудах ультразвуковых колебаний ξ (мкм), скоростях перемещения УЗКС *V* (мм/с) и расстояниях от излучающей до обрабатываемой поверхности *h*(мм).

Обработка экспериментальных данных позволила выявить, что применение высокоамплитудного режима на исследуемых скоростях перемещения излучателя позволяет существенно, в некоторые моменты более чем в 4 раза, увеличить кавитационные повреждения фольги по сравнению с низкоамплитудным режимом (рис. 2). Происходит это из-за большого количества пульсирующих и схлопывающихся пузырьков, находящихся в мощном акустическом потоке при высокоамплитудном режиме обработки.



а) *б)*

Рис. 2. Зависимость эрозионной активности от режима обработки и расстояния до образца при скорости перемещения излучателя а) V=6 мм/с; б) V=18 мм/с

С удалением объекта обработки от излучателя происходит уменьшение кавитационных повреждений. При высокоамплитудном режиме озвучивания в жидкости возникает две области: эрозионная, в которой сильно проявляются кавитационные эффекты и безэрозионная, в которой существуют лишь пульсирующие, незахлопывающиеся пузырьки [2]. Максимальное повреждение эрозионного тест-объекта возникает в непосредственной близости к излучающей поверхности источника колебаний. На определенном расстоянии, в нашем случае более 15 мм, возникает граница, при переходе через которую схлопывания не наблюдается и все пузырьки пульсируют. В результате чего на фольге отсутствуют сквозные повреждения.

В работе [3] рекомендуется относительную скорость перемещения излучателя и/или объекта очистки выбирать не более 50 мм/с. Для выявления масштаба повреждений алюминиевой фольги в зависимости от различных скоростей перемещения излучателя и расстояния от излучателя до очищаемой поверхности на высокоамплитудном режиме обработки с амплитудой ξ = 20 мкм (рис. 3).

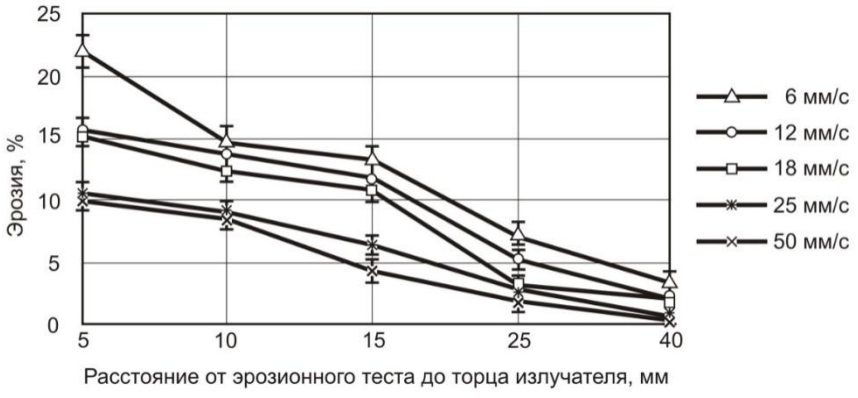


Рис. 3. Зависимость повреждений эрозионного тест-объекта при амплитуде ξ = 20 мкм *от скорости перемещения излучателя V и расстояния h*

Анализ зависимости (рис. 3) позволил выявить необходимость поддержания рационального технологического зазора*h* между излучающей и обрабатываемой поверхностями, а также скорости перемещения УЗКС *V*при разработке установки очистки корпусных деталей ДВС.

В основу конструкции установки положен принцип точного позиционирования инструмента – излучателя относительно очищаемой поверхности, который используется при разработке металлорежущего оборудования с числовым-программным управлением. Для этого установка должная включать механизмы перемещения инструмента, шаговые двигатели, электронные компоненты для их управления, а также технологическую ванну с нагревательными элементами моющего раствора (рис 4).

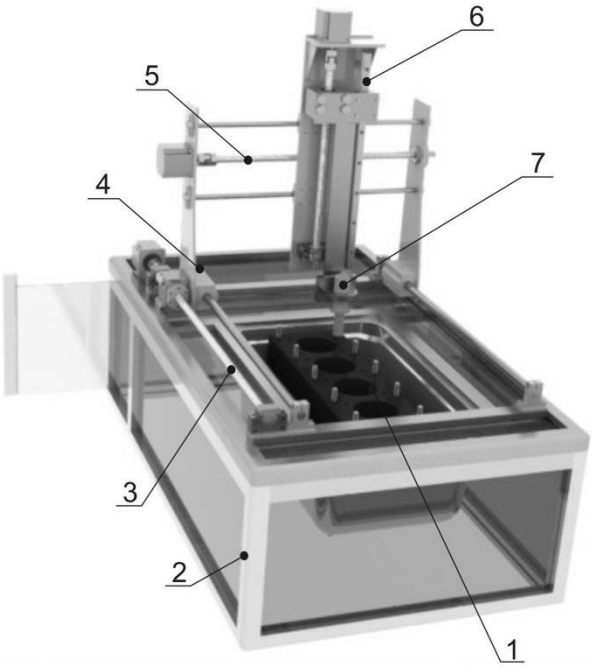


Рис. 4. Установка координатной ультразвуковой очистки: 1 – объект очистки и технологическая ванна; 2 – каркас нижнего блока установки, 3 – каркас верхнего блока установки; 4 – привод продольного перемещения излучателя, 5 – привод поперечного перемещения излучателя, 6 – привод вертикального перемещения излучателя, 7 – ультразвуковая колебательная система

Корпусные детали ДВС имеют сложную форму поверхности очистки и «ручное» управление перемещением УЗКС не позволяет обеспечить требуемую величину технологического зазора, а также существенно увеличивает трудоемкость написания управляющей программы очистки. Решить эту задачу позволяет использование специализированных программ технологической подготовки производства, к примеру ГеММы-3D (рис. 5). По заранее подготовленной трехмерной модели очищаемого изделия создается управляющая программа очистки, по которой излучатель перемещается по эквидистантной очищаемой плоскости поверхности.

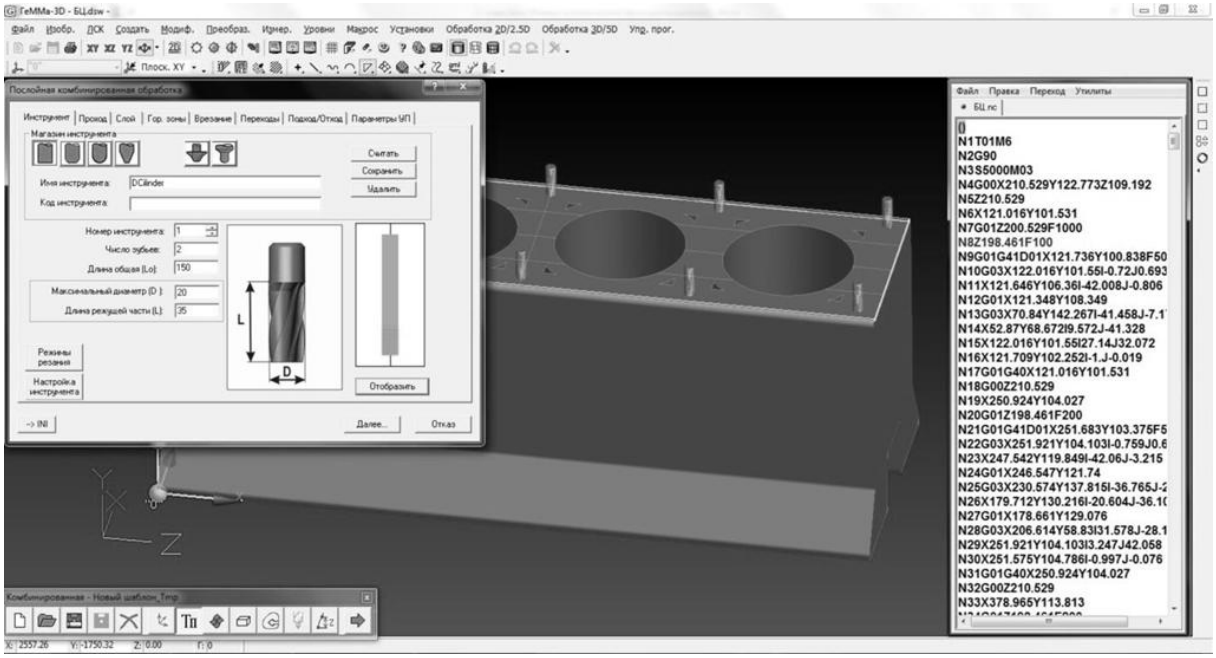


Рис. 5. Разработка управляющей программы очистки

Проведенные экспериментальные исследования по определению рациональных режимов обработки перемещающейся УЗКС загрязненных поверхностей корпусных деталей ДВС, а также изготовленная оригинальная технологическая установка с числовым-программным управлением, в которой инструмент перемещается по трем координатным осям в автоматической режиме, позволяют создать современную технологию очистки, которая обеспечивает производительность процесса, качество операции, снижение энергетических затрат, трудоемкости и повышает номенклатуру очищаемых изделий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юдаков Е.Г. Топографии ультразвуковых полей, создаваемые различными типами колебательных систем / Н.В. Бабченко, В.Д. Титков, Е.Г. Юдаков // Наукоемкие технологии в машиностроении. – 2013. – № 6. С. 44 – 48.
2. Сиротюк М.Г. Акустическая кавитация / М.Г. Сиротюк; отв. ред. В.А. Акуличев, Л.Р. Гаврилов; Тихоокеан. океанол. ин-т им. В. И. Ильичева ДВО РАН. – М.: Наука. – 2008. – 271 с.
3. Панов А.П. Высокоамплитудная ультразвуковая очистка / А.П. Панов, Ю.Ф. Пискунов – М.: Машиностроение. – 1980. – 52 с.

СЕКЦИЯ - Физическая акустика

МЕХАНИЗМЫ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ
Вервейко М.В., Вервейко В.Н., Рыбакова Е.С., Чебров Н.С. 2

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКИХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА SPH
Давыдов М.Н., Кедринский В.К. 8

АКУСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВЫХ ВЯЗКОУПРУГИХ СВОЙСТВ КОЛЛОИДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОЧАСТИЦ
Дембелова Т.С., Цыренжапова А.Б., Макарова Д.Н., Дамдинов Б.Б., Бадмаев Б.Б. 14

О МЕТОДАХ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ МОД ВОЛНОВОДОВ В АНИЗОТРОПНЫХ УПРУГИХ СРЕДАХ
Жарников Т.В., Сыресин Д.Е. 18

ВЗРЫВНЫЕ ВУЛКАНИЧЕСКИЕ ИЗВЕРЖЕНИЯ: ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ КАВИТИРУЮЩЕЙ МАГМЫ В УСЛОВИЯХ ЕЕ ВОЗРАСТАЮЩЕЙ НА ПОРЯДКИ ВЯЗКОСТИ
Кедринский В.К. 25

ВОЗДЕЙСТВИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ВИБРАЦИИ НА ПРОЦЕСС АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ
Догадов А.А., Конопацкая И.И., Миронов М.А., Пятаков П.А. 31

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ-КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ИНДИЙ-ГАЛЛИЕВЫХ СПЛАВОВ
Латышева Е.Н., Пирозерский А.Л., Чарная Е.В., Кумзеров Ю.А., Недбай А.И. 39

МОДУЛЬ СДВИГА И ДИНАМИЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ ВОДЫ ПРИ МАЛЫХ ГРАДИЕНТАХ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ
Дембелова Т.С., Макарова Д.Н., Бадмаев Б.Б., Бадархаев Б.В. 46

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ВОЗБУЖДАЮЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
Теплых А.А., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. 50

ЭНЕРГИЯ, ИМПУЛЬС И ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ В ИДЕАЛЬНОЙ СРЕДЕ
Миронов М.А. 58

ОБРАЗОВАНИЕ ШУМА НА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ МАГИСТРАЛЯХ
Бойко Ю.С. 64

СВОЙСТВА ВЯЗКИХ ПЛОСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОДНОМЕРНЫХ ВОЛН В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И В ЗАЗОРАХ
Павловский А.С., Семенова Н.Г. 73

БЕСКОНТАКТНАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА УПРУГИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ
Кокшайский А.И., Коробов А.И., Одина Н.И. 81

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОСТЫХ И ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ В КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ
Мельников Г.А., Игнатенко Н.М., Мельников В.Г., Черкасов Е.Н., Апалькова О.А. 86

ВЯЗКОУПРУГАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЖИДКОСТЯХ
Бадмаев Б.Б., Дамдинов Б.Б., Дембелова Т.С. 90

КОГНИТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ СМЫСЛОВОЙ СЕГМЕНТАЦИИ УСТНОЙ РЕЧИ (В ЗАТРУДНЕННЫХ ДЛЯ ВОСПРИЯТИЯ УСЛОВИЯХ ШУМА)
Потапова Р.К., Потапов В.В. 98

СВЯЗЬ МЕЖДУ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ И АКУСТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПУЗЫРЬКА ПАРА С ТЕПЛОВЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ПРОЦЕССА НАСЫЩЕННОГО КИПЕНИЯ
Дорофеев Б.М., Волкова В.И. 103

МЕХАНИЗМЫ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Вервейко М.В., Вервейко В.Н., Рыбакова Е.С., Чебров Н.С.

Курский государственный университет, г. Курск
E-mail: verveykoVN@mail.ru

В конденсированных средах выделяют два типа релаксационных процессов, обусловливающих наличие объемной вязкости: структурную релаксацию, связанную с перестройкой межмолекулярной структуры и термическую. За термическую релаксацию ответственны два механизма. Первый связан с нарушением молекулярного равновесия, описываемого переменной реакции x (степень полноты реакции). Второй представляет собой процесс релаксации колебательной удельной теплоемкости, но область этой релаксации соответствует очень высоким частотам, в большинстве случаев практически недостижимым, а потому акустически она ненаблюдаема.

Изучению механизмов релаксационных процессов в нематических жидких кристаллах (НЖК) при атмосферном давлении различными методами уделялось много внимания. Однако и до настоящего времени в этом вопросе есть нерешенные проблемы и сомнения. Влияние давления на релаксационные процессы в НЖК исследовано недостаточно. Измерения скорости ультразвука (УЗ) проводились импульсным методом одного фиксированного расстояния, поглощения УЗ – переменного расстояния, плотности – акустического пьезометра, вязкости – катящегося шарика.

Изучив характер зависимости величин отношения объемной к сдвиговой вязкости, объемной вязкости и величины поглощения на длину волны от температуры и давления, выявлены механизмы акустической релаксации в нематических жидких кристаллах, как в нематической (НФ), так и в изотропной (ИФ) фазах на примере МББА, ЭББА и их эвтектической смеси Н-8. Основываясь на результатах анализа зависимостей релаксационных свойств от параметров состояния и частоты УЗ, показано, что релаксация в исследованных НЖК обусловлена двумя механизмами: «критическим», связанным с релаксацией параметра порядка и флуктуациями параметра порядка и «директора», и «нормальным», связанным со структурной релаксацией. Вблизи точки просветления T_c критический механизм релаксации становится основным. Вдали от перехода основным является нормальный релаксационный механизм. Релаксация, связанная с вращением концевых бутильных групп молекул НЖК, в исследованном интервале давлений, температур и частот УЗ не имеет заметного вклада.

Дисперсия скорости УЗ, обусловленная объемной вязкостью, максимальна в непосредственной близости к T_c. Наибольшей дисперсией обладает МББА, наименьшей ЭББА. В НФ дисперсия значительно выше, чем в ИФ. Скорость УЗ при высоких давлениях превышает скорость гиперзвука при атмосферном давлении. Это говорит о том, что в области сверхвысоких частот, пока мало доступных для эксперимента, должна наблюдаться релаксация сдвиговой вязкости. Давление позволяет сместить область релаксации сдвиговой вязкости из гигагерцового в мегагерцовый диапазон частот.

Введение

Используя экспериментальные данные о плотности ρ и сдвиговой вязкости η_V нематических жидких кристаллов (НЖК), низкочастотной (НЧ) скорости ультразвуковых (УЗ) волн c_0, можно рассчитать величину коэффициента поглощения УЗ $\alpha_{сдв}/f^2$, обусловленного сдвиговой вязкостью. Сравнение $\alpha_{сдв}/f^2$ с экспериментальным поглощением позволяет определить величину избыточного поглощения, связанного с объемной вязкостью η_V.

Для выяснения механизмов избыточного поглощения УЗ необходимо проанализировать не только зависимости α/f^2 от температуры T и давления p, но и характер изменения отношения η_V/η_S и η_V в зависимости от термодинамических параметров состояния.

В конденсированных средах выделяют два типа релаксационных процессов, обусловливающих наличие объемной вязкости: структурную релаксацию, связанную с перестройкой межмолекулярной структуры, например, изменением во взаимном расположении и ориентации молекул, и термическую [1]. За термическую релаксацию

ответственны два механизма. Первый связан с нарушением молекулярного равновесия, описываемого переменной реакции x (степень полноты реакции). Примером такой реакции является, например, нарушение равновесия, существующего между различными конфигурациями поворотных изомеров. Второй представляет собой процесс релаксации колебательной удельной теплоемкости, но область этой релаксации соответствует очень высоким частотам, в большинстве случаев практически недостижимым, а потому акустически она ненаблюдаема.

В случае структурной релаксации отношение η_V/η_S практически не зависит от температуры и, чаще всего, лежит в интервале от 0.5 до 20, редко выходя за эти пределы, за исключением критических процессов (в случае НЖК это переход НЖК – изотропная жидкость (ИЖ)). Постоянство отношения η_V/η_S предполагает равенство энергий активации течения и ориентационного вращения.

При термической релаксации определенного соотношения между температурными зависимостями η_V и η_S не наблюдается и η_V/η_S часто бывает очень велико (десятки и сотни раз), хотя и не всегда.

В случае структурной релаксации наблюдается заметная дисперсия скорости УЗ. Термическая релаксация редко дает ощутимую дисперсию скорости УЗ.

Для процессов термической релаксации характерно то, что они могут быть представлены одним временем релаксации (одной характеристической частотой). Тогда как процессы, связанные со структурной релаксацией, обычно имеют сложный акустический спектр с распределением времен релаксации.

В непосредственной близости от фазового перехода анализ релаксационных процессов должен принимать во внимание как термическую, так и структурную релаксации, поскольку гетерофазная система, каковой является НЖК вблизи перехода НЖК–ИЖ, очень чувствительна и к температуре, и к давлению.

Изучению механизмов релаксационных процессов в НЖК при атмосферном давлении различными методами уделялось много внимания. Однако и до настоящего времени в этом вопросе есть нерешенные проблемы и сомнения. Влияние давления на релаксационные процессы в НЖК исследовано недостаточно.

Эксперимент

Измерения скорости УЗ и плотности НЖК проводились на одной универсальной экспериментальной установке: скорость УЗ – импульсным методом одного фиксированного расстояния, плотности – акустического пьезометра [2]. Измерения поглощения УЗ осуществлялись методом переменного расстояния с помощью установки, описанной в работе [3]. Вязкость определялась методом катящегося шарика [3]. Основные характеристики исследованных НЖК: МББА (n-метоксибензилиден-n-бутиланилин), ЭББА (n-метоксибензилиден-n-бутиланилин) и Н-8 (эвтектическая смесь 2/3 МББА + 1/3 ЭББА) представлены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики исследованных НЖК

НЖК	Структурная формула	T, К	ρ^T, кг/м^3	T_c, К	T_k, К
МББА	$CH_3O-C_6H_6-CH=N-C_6H_6-C_4H_9$	303.1	1041	318.6	296.1
ЭББА	$C_2H_5O-C_6H_6-CH=N-C_6H_6-C_4H_9$	323.1	1015	353.1	310.6
Н – 8	2/3 МББА + 1/3 ЭББА	293.1	1044	322.6	261.1

Температура T_c (точка просветления) перехода из нематической фазы (НФ) в изотропную (ИФ) и температура T_k перехода из твердой в НФ являются линейными функциями давления.

Анализ

На основе экспериментальных данных [4-7] о плотности ρ и сдвиговой вязкости η_S НЖК, низкочастотной скорости УЗ c_0 рассчитано классическое поглощение $\alpha_{сдв}/f^2$ в МББА, ЭББА и Н-8

$$\frac{\alpha_{сдв}}{f^2} = \frac{8\pi^2}{3\rho c_0^3} \cdot \eta_S \cdot \qquad (1)$$

Значения $\alpha_{экс}/f^2$ превосходят $\alpha_{сдв}/f^2$. Для выяснения механизмов избыточного поглощения звука, кроме зависимостей α/f^2 от температуры T и давления p, проанализирован характер изменения отношения η_V/η_S и η_V в зависимости от термодинамических параметров состояния. Отношение η_V/η_S найдено по формуле

$$\frac{\eta_V}{\eta_S} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_{экс} - \alpha_{сдв}}{\alpha_{сдв}}. \qquad (2)$$

Значения η_V вблизи фазового перехода НЖК–ИЖ $(2K \le |\Delta T| \le 20K)$ удовлетворительно описываются соотношением

$$\eta_V = \eta_V^0 \cdot \left(|\Delta T| / T_c\right)^{-\upsilon}, \qquad (3)$$

где υ – критический показатель степени, η_V^0 – коэффициент, зависящий от давления.

При идентификации релаксационных механизмов [1], наряду схарактером зависимости η_V/η_S и η_V от p и T,важную роль играет зависимость поглощения на длину волны $\mu = \alpha\lambda$ от параметров состояния.Оно характеризует энергию УЗ волны, рассеивающуюся за один цикл деформации среды, в которой распространяется волна; $\mu_{\max}$ – максимальная величина поглощения на длину волны при частоте $f = f_c$, где f_c – характеристическая частота *i*–того релаксационного процесса при выполнении условия $\omega\tau_i = 1$, τ_i – время релаксации *i*–того процесса. Для достоверности идентификации релаксационных механизмов проводится также анализ зависимости f_c или $\tau_i = 2\pi f_c$. Значения $\mu_{\max}$ определяются термодинамическими величинами, а $f_c(\tau_i)$ – кинетическими.

Поглощение на длину волны для одиночного релаксационного процесса может быть представлено выражением [1]

$$\mu = Ac_0 f_c \cdot \frac{f / f_c}{1 + (f / f_c)^2} = 2\mu_{max} \cdot \frac{f / f_c}{1 + (f / f_c)^2}, \qquad (4)$$

где $\mu_{\max} = Ac_0 f_c/2$, A – параметр, характеризующий низкочастотные (НЧ) значения поглощения, соответствующие данному релаксационному процессу. Параметр A связан с максимумом объемной вязкости η_V и НЧ скоростью УЗ c_0 формулой

$$\eta_V = \rho c_0^3 A / 2\pi^2. \qquad (5)$$

Частота релаксации f_c связана с ΔH^* и ΔS^* (энтальпией и энтропией активации соответственно) уравнением

$$f_C = (k_A T / 2\pi h) \cdot exp(-\Delta H^* / RT) \cdot exp(\Delta S^* / R). \qquad (6)$$

Зависимость f_c от p описывается выражением

$$f_c = f_c^0 + k_1 \cdot \Delta P + k_2 \cdot \Delta P^2 . \qquad (7)$$

где k_1 и k_2 – коэффициенты, зависящие от температуры.

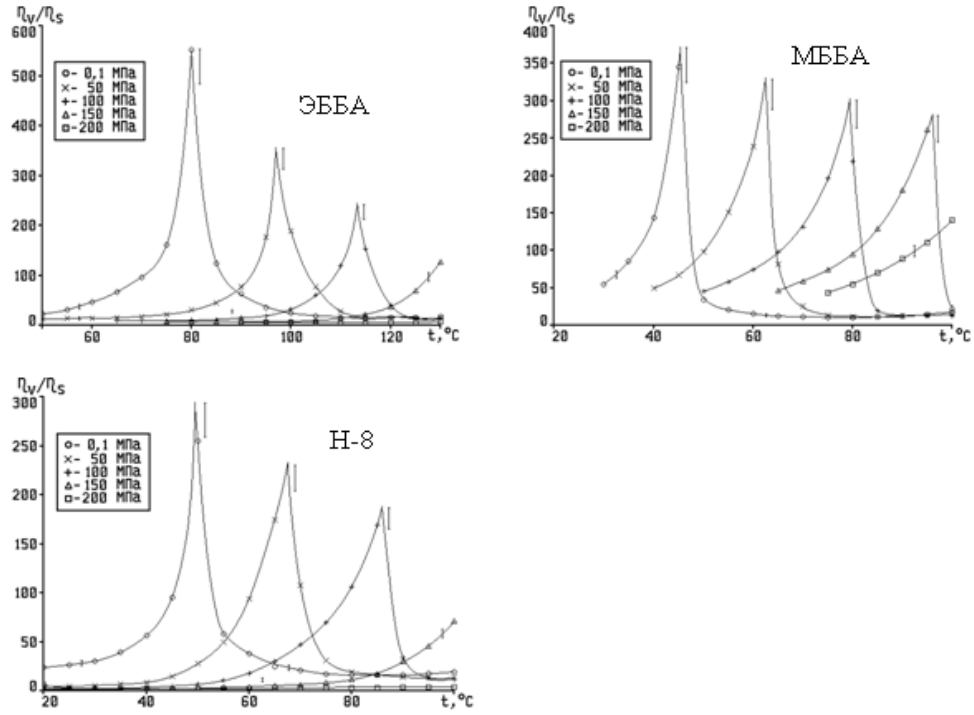


Рис. 1. Зависимость η_V / η_S от температуры при $p = const$ в НЖК ($f = 3$Ì Ãö)

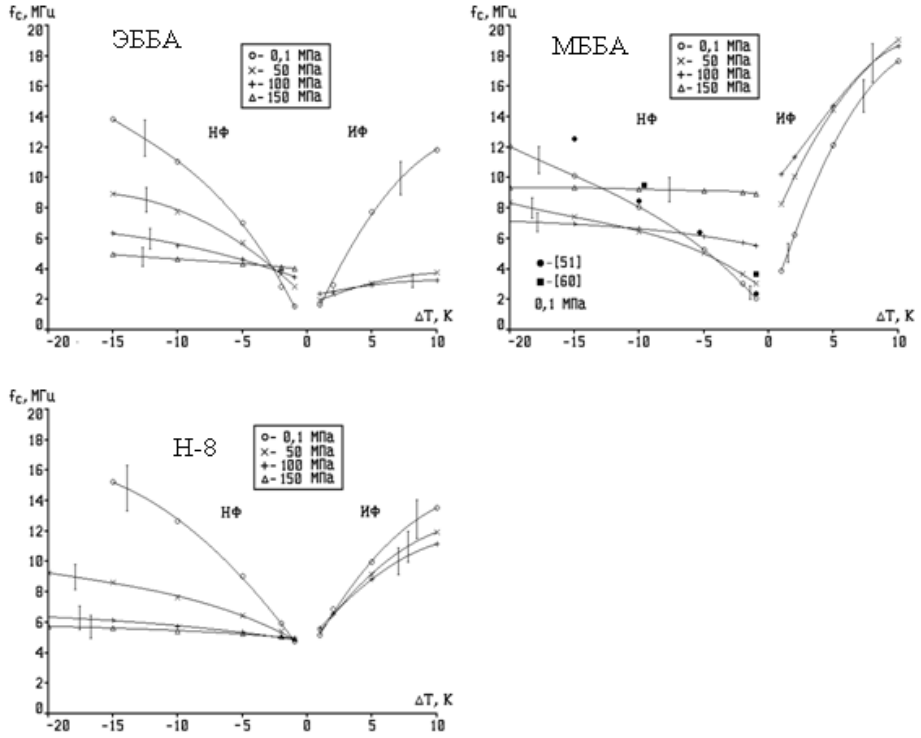


Рис. 2. Зависимость «эффективной» частоты релаксации от $\Delta T = T - T_c$ при $p = const$ в НЖК

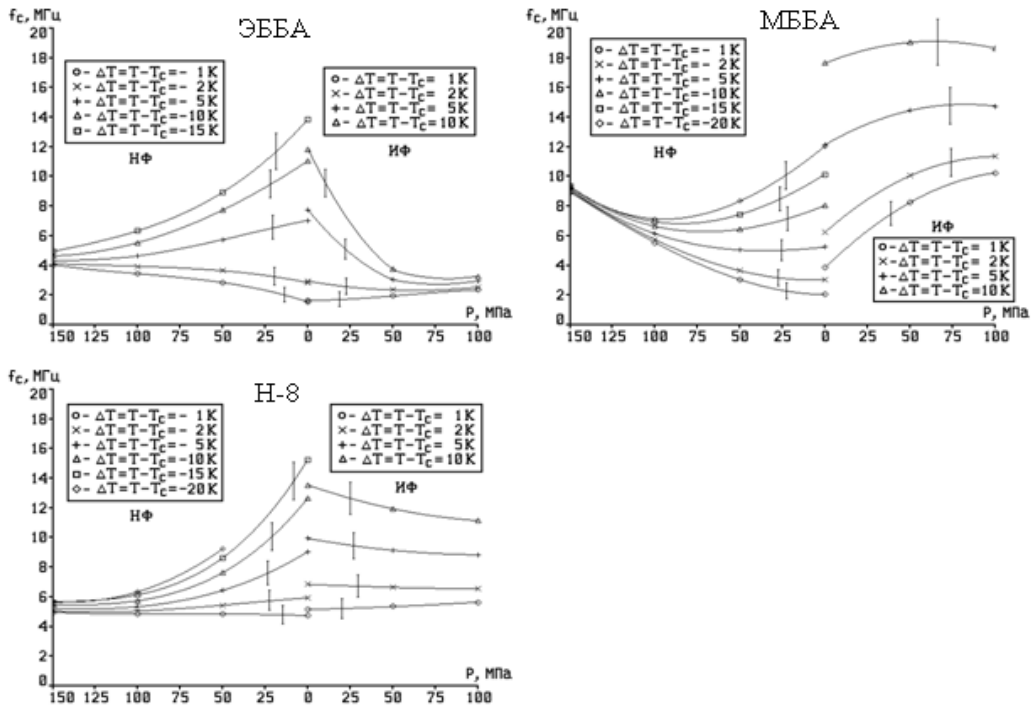


Рис. 3. Зависимость «эффективной» частоты релаксации от давления при $\Delta T = const$ *в НЖК*

Выводы

Из результатов проведенного анализа зависимостей релаксационных свойств от параметров состояния и частоты УЗ следует, что релаксация в исследованных НЖК обусловлена двумя механизмами: «критическим», связанным с релаксацией параметра порядка и флуктуациями параметра порядка и директора, и «нормальным», связанным со структурной релаксацией. Вблизи T_c «критический» механизм релаксации становится основным. Вдали от перехода основным является «нормальный» релаксационный механизм. Релаксация, связанная с вращением концевых бутильных групп молекул НЖК, в исследованном интервале давлений, температур и частот УЗ не имеет заметного вклада.

Дисперсия скорости УЗ, обусловленная объемной вязкостью, максимальна в непосредственной близости к T_c. Наибольшей дисперсией обладает МББА, наименьшей ЭББА. В НФ дисперсия значительно выше, чем в ИФ.

НЧ релаксация в обеих фазах проявляется в небольшом интервале температур $|\Delta T|$. Среди исследованных НЖК наименьший интервал имеет ЭББА, наибольший – МББА. «Критический» механизм в обеих фазах ЭББА и Н–8 практически исчезает при $|\Delta T| \geq 15K$. В НФ МББА его влияние сохраняется практически во всем интервале существования НФ. Давление мало влияет на температурный интервал НЧ релаксации. Температурная зависимость эффективного времени НЧ релаксации определяется выражением

$$\tau = \tau_c^0 \cdot \left(\Delta T / T_c\right)^{-\upsilon}, \qquad (8)$$

где τ_c^0 – коэффициент, имеющий размерность времени, τ_c^0 и υ не зависят от T.

Для всех НЖК υ уменьшается с ростом давления, а τ_c^0 растет в обеих фазах. В МББА при p > 100 МПа τ_c^0 начинает уменьшаться.

По зависимости $ln(\tau_c \cdot T)$ от T^{-1} определили значения энтальпии активации ΔH^* эффективных реакций

$$\Delta H^* = R \cdot \frac{\partial(ln\,\tau_c \cdot T)}{\partial(1/T)}. \quad (9)$$

Скорость УЗ при высоких давлениях превышает скорость гиперзвука при атмосферном давлении. Это говорит о том, что в области сверхвысоких частот, пока мало доступных для эксперимента, должна наблюдаться релаксация сдвиговой вязкости. Давление позволяет сместить область релаксации сдвиговой вязкости из гигагерцового в мегагерцовый диапазон частот.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект - 1437 ГЗ № 2014/349).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шахпаронов М.И. Механизмы быстрых процессов в жидкостях. М.: Высшая школа, 1980. — 352 с.
2. Неручев Ю.А., Вервейко В.Н., Мельников Г.А., Мелихов Ю.Ф., Вервейко М.В. Методика ГСССД МЭ 143-2009. Методика измерения скорости звука и плотности в жидких и газообразных средах в широком диапазоне параметров состояния импульсно-фазовым методом / Деп. в ФГУП “Стандартинформ” 20.06.2009 г., № 842а – 2009 кк. М.: 2009. — 32 с.Аттестат № 155.
3. Мелихов Ю.Ф., Вервейко В.Н., Вервейко М.В. Экспериментальные методы исследования свойств органических жидкостей под давлением / Наука и технологии. Избранные труды Российской школы « К 70-летию Г.П. Вяткина». М.: РАН, 2005. — С. 175-185.
4. Вервейко М.В., Вервейко В.Н. Комплексные исследования равновесных свойств нематических жидких кристаллов. // Ультразвук и термодинамические свойства вещества. Курск: 1998. — С. 27-45.
5. М.В. Вервейко, В.Н. Вервейко. Концентрационные зависимости акустических, упругих и вязкостных свойств смесей нематических жидких кристаллов // Ультразвук и термодинамические свойства вещества. Курск: 2002. — С. 37-40.
6. М.В. Вервейко, В.Н. Вервейко. Теплофизические свойства нематических жидких кристаллов // Ультразвук и термодинамические свойства вещества. Курск: 2003. — С. 37-45.
7. M.V. Verveyko, V.N. Verveyko, Yu.F. Melikhov. Integrated research of nematic liquid crystal`s thermodynamic properties by applying acoustic method // Abstracts of XVI International Conference on Chemical Thermodynamics in Russia (RCCT 2007). Suzdal: 2007. — Vol.II. — P. 400-401.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКИХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА SPH

Давыдов М.Н., Кедринский В.К.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
E-mail: davydov@hydro.nsc.ru

В работе численно исследуется динамика состояния жидкости при динамической разгрузке, с использованием метода SPH [1]. Рассматриваются задачи о разрушении жидкости в рамках двух постановках: отражение ударной волны от свободной поверхности слоя жидкости и ударно-волновое нагружение жидкой капли [2]. В результате численного анализа динамики состояния полусферической капли установлено, что фокусировка отраженной от свободной поверхности капли ударной волны приводит к формированию в центре капли плотного быстрорасширяющегося кавитационного кластера. Показано, что использование метода SPH позволяет провести исследование структуры течения кавитирующей среды с высокой концентрацией газовой фазы и описать процесс инверсии ее двухфазного состояния – переход от кавитирующей жидкости к системе газ-частицы.

SPH метод. Метод сглаженных частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics - SPH) [1,2] - эффективный бессеточный лагранжевый численный метод, применяемый для расчетов структуры течения с неизвестной свободной границей, включая, в частности, высокоскоростные процессы в средах с существенно изменяющейся при интенсивном динамическом нагружении топологией моделируемых объектов.

В физическое пространство моделирования помещается N частиц в которых задаются нужные физические величины, значения которых в произвольной точке в пространстве получается в результате дискретизации интерполяционной формулы $\langle f(\vec{r})\rangle = \int f(\vec{r}')\, W(\vec{r}-\vec{r}', h) dr'$, где где h – радиус сглаживания, а $W(\vec{r}-\vec{r}', h)$ - сглаживающая функция (ядро).

Численная аппроксимация функции f($\vec{r}$), известной только в N точках, выполняется аналогично методу интегрирования Монте-Карло, соответствующие формулы для функции f и ее производной в SPH-методе выглядят следующим образом:

$$\langle f(\vec{r})\rangle = \sum_{j=1}^{N} \frac{m_j}{\rho(\vec{r}_j')} f(\vec{r}_j')\, W(\vec{r}-\vec{r}_j', h),$$

$$\langle \nabla f(\vec{r})\rangle = \sum_{j=1}^{N} \frac{m_j}{\rho(\vec{r}_j')} f(\vec{r}_j')\, \nabla W(\vec{r}-\vec{r}_j', h)$$

Поскольку сглаживающая функция W не равна нулю только в некоторой (малой) окрестности точки с координатой $\vec{r}$, то суммирование проводится только по соседним узлам (частицам) в радиусе 2h, где сглаживающая функция не равна 0. Следует заметить, что задача эффективного (экономичного по времени) поиска соседей является исключительно важной в реализации SPH метода.

В SPH формулировке уравнения газовой динамики имеют вид:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\rho_i \sum_{j=1}^{N} \frac{m_j}{\rho_j} (\vec{v}_j - \vec{v}_i) \cdot \nabla W(\vec{r}_i - \vec{r}_j, h)$$

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\sum_{j=1}^{N} m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla W(\vec{r}_i - \vec{r}_j, h),$$

где уравнение движения дополнительно содержит искусственную вязкость Π_{ij}, введение которой позволяет решить проблему численных неустойчивостей, возникающих при решении данной системы.

Динамика структуры плоского жидкого слоя за фронтом волн разрежения. Рассматривается УВ, распространяющаяся от левой границы жидкого слоя шириной 5 см, имеющая треугольный профиль с амплитудой 15 МПа и длительностью 3 мкс. На правой границей - свободная поверхность [3]. Изначально жидкость содержит микронеоднородности в виде микропузырьков свободного газа с начальными радиусом 5 мкм и объемной концентрацией 10-4, что соответствует параметрам обычной дистиллированной воды

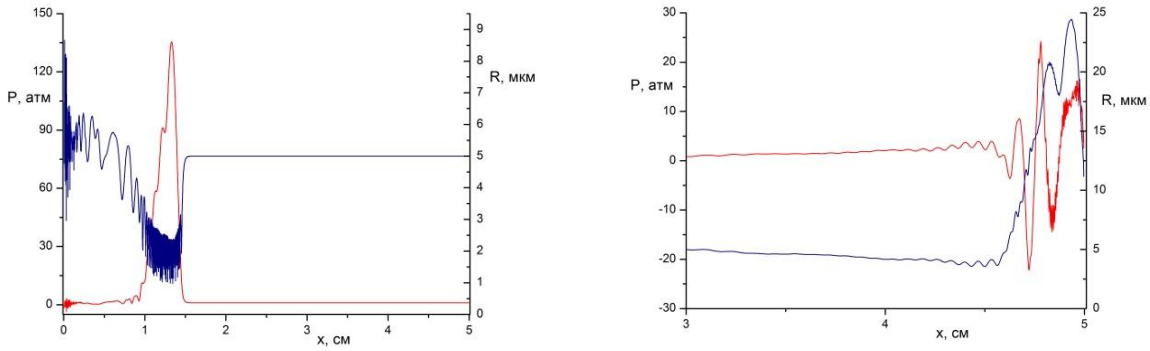


Рис. 1. Распределения давления и радиуса пузырьков в жидком слое для ударной волны (t = 10 мкс), и для отраженной волны разрежения (t = 37 мкс).

На рис.1 для момента времени, когда ударная волна распространяется по слою, показано распределение пузырьков и профиль волны. Вследствие малости радиуса пузырьков и небольшой объемной концентрации, профиль волны, распространяясь по слою практически не меняется и существенного затухания волны не происходит. Пузырьки, сжимаясь в ударной волне за ее фронтом, продолжают пульсировать вокруг первоначального значения. При отражении от свободной поверхности ударная волна трансформируется в волновой пакет, а пузырьки, попав в фазу разрежения, интенсивно растут. Радиусы пузырьков выросли уже на порядок и в этом масштабе пульсации пузырьков, хорошо видимые ранее, практически незаметны.

В дальнейшем концентрация газовой фазы вблизи свободной поверхности увеличивается, а профиль массовой скорости прекращает изменяться со временем. Это позволяет перейти на модель замороженной массовой скорости и проследить развитие кавитации вплоть до полного разрушения жидкости

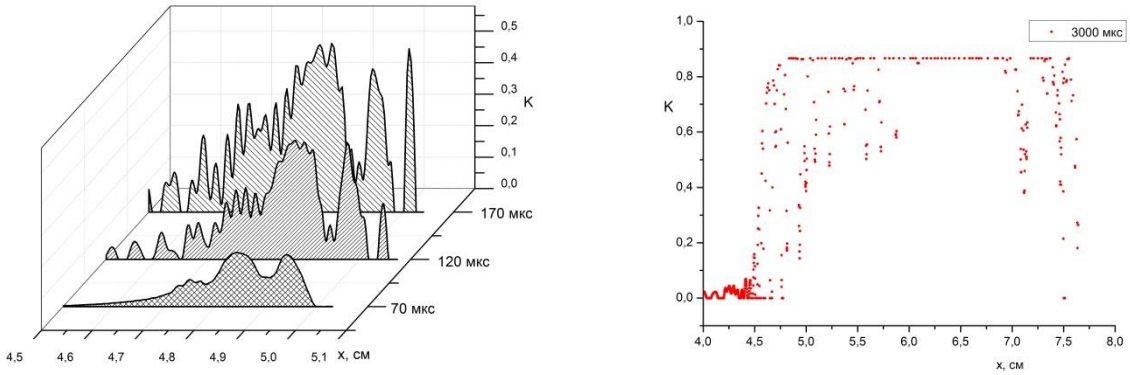


Рис. 2. Распределения объемной концентрации газовой фазы для различных моментов времени.

Распространение сформировавшегося волнового пакета от свободной поверхности приводит к развитию кавитации вблизи свободной поверхности и в

результате появлеется нескольких областей с растущими пузырьками, форма которых показана на рис 2. Дальнейший рост объемной концентрации можно интерпретировать как образование зон, в которых среда должна разорваться, формируются некие откольные слои.

Дальнейшие расчеты показывают, что частицы жидкости разлетаются, и теряют связь между собой (в SPH-формулировке это означает что частицы расходятся на расстояние больше радиуса сглаживания). Что является критерием разрушения среды, на рис 2 хорошо видна «полочка» на графике концентрации газовой фазы, данное значение концентрации соответствует одиночной частице. Также выделяются группы частиц, разделенные практически пустыми промежутками пространства, эти группы можно считать отдельными каплями или фрагментами жидкости.

Таким образом можно сделать вывод что SPH метод корректно моделирует распространение ударных волн и волн разрежения в двухфазной среде, а также с его помощью можно получить картину кавитационного разрушения жидкости.

Кавитационное разрушение капли. На диафрагму электромагнитной ударной трубки помещалась капля дистиллированной воды радиусом от нескольких миллиметров до сантиметра. При ударе диафрагмы по капле в ней формировалась ударная волна с амплитудой 15 МПа и длительностью порядка 3-4 мкс. В процессе разрушения капли можно выделить начальную стадию - формирование плотной кавитационной зоны (кластера), когда внутри капли появляются первые микрокластеры кавитационных пузырьков миллиметровых размеров, причем можно выделить две области кавитации - в центральной части капли и на периферии.

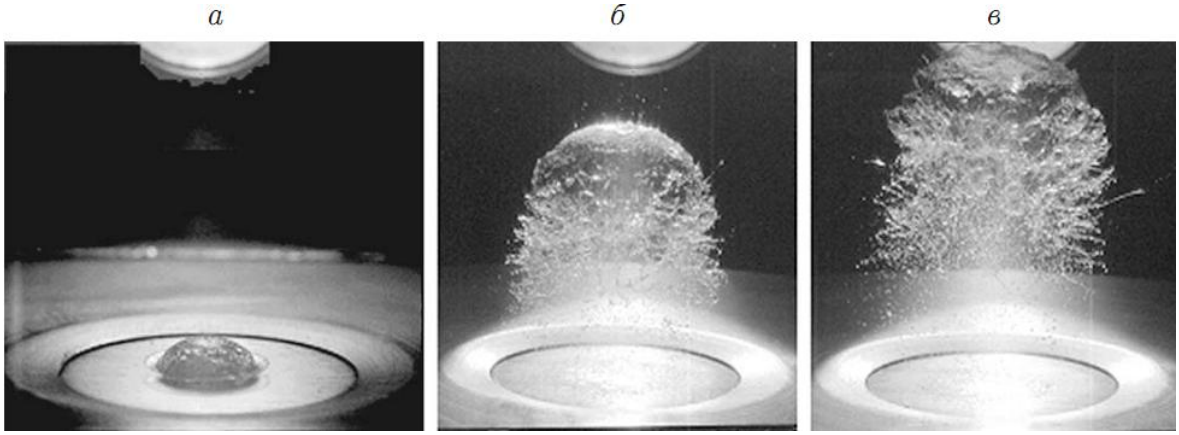


Рис. 3. Динамика структуры капли при ее нагружении ультракороткой ударной волной (а — t = 100 мкс, б — t = 1000 мкс, в — t = 1500 мкс).

В дальнейшем продолжается рост и объединение кавитационных кластеров, к 70-100 мкс вся капля «вскипает» и приобретает ярко выраженную ячеистую структуру, основа которой - крупные кластеры, в которые объединяются растущие в поле растягивающих напряжений пузырьки. В дальнейшем зона кавитации инерционным образом разрастается. Сама капля трансформируется в купол со структурой в виде пространственной сетки из жидких жгутов, затянутую тонкой жидкой пленкой. Образуется некий «купол», похожий на парашют. Впоследствии жидкая сетка распадается на отдельные фрагменты, которые в дальнейшем распадаются на отдельные капельки.

Для численного моделирования процесса разрушения капли была реализована комбинация ИКВ-модели и модели «замороженного» профиля массовой скорости [3] в осесимметричной постановке [4]. Форма капли полагалась полусферической, радиуса 5 мм. В начальный момент времени, частицы, моделирующие мембрану, начинали

движение вверх с вертикальной начальной скоростью 10 м/с, которая в дальнейшем уменьшалась по линейному закону, и тем самым задавали ударную волну треугольного профиля с шириной 3 мкс и амплитудой около 15МПа, действующую на каплю.

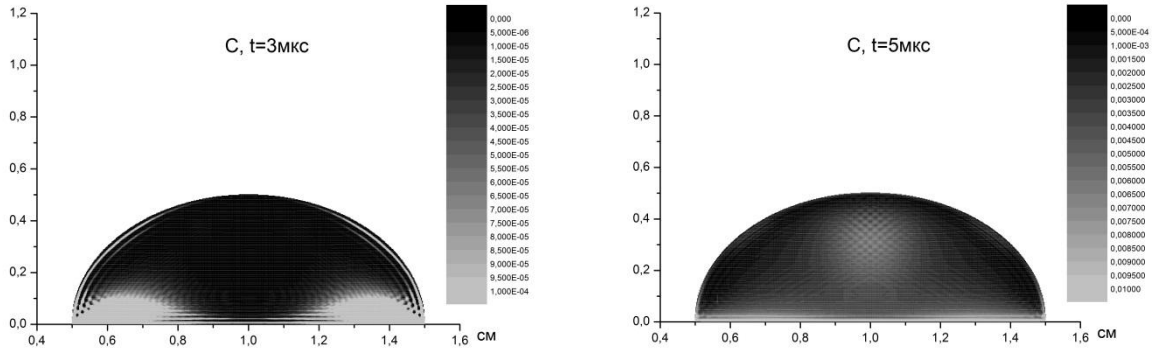


Рис 4. Объемная концентрация в моменты времени 3 и 5 мкс.

Распространение ударной волны внутрь капли приводит к сжатию пузырьков, а при отражении ее от свободной поверхности в среде появляются растягивающие напряжения, что ведет к росту газовой фазы. На рис. 4 видно, что вблизи контакта свободной границы и мембраны объемная концентрация начинает расти. Далее ударная волна достигает «вершины» капли и полностью отражается фокусируясь волной разгрузки на оси симметрии в центре капли.

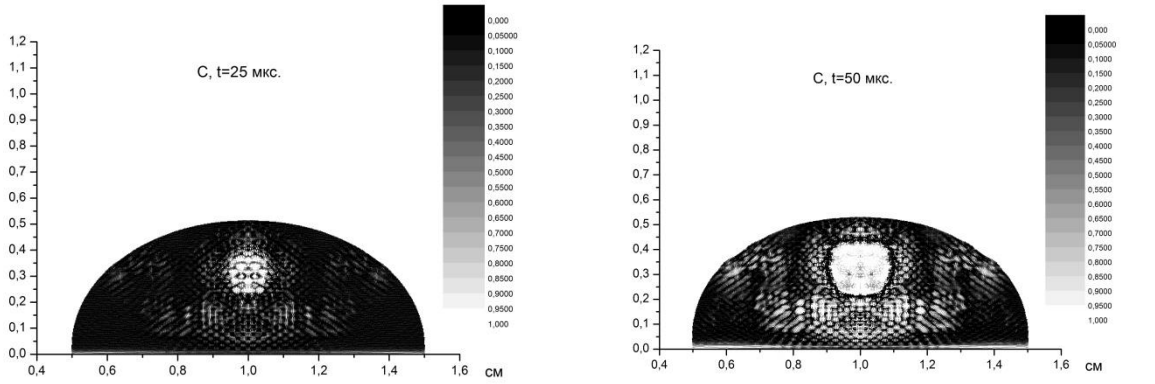


Рис 5. Объемная концентрация в моменты времени 25 и 50 мкс.

К моменту времени 25 мкс в центре капли образовалась ярко выраженная область повышенной концентрации газовой фазы, также заметен кавитационный слой около мембраны, связанный с отрывом капли от поверхности (рис 5). Данные особенности сохраняются в процессе дальнейшего разрушения среды. К моменту времени 50 мкс уже можно говорить об образовании относительно большой пустой полости в центре капли и множестве маленьких областей по всему объему. Это соответствует состоянию «вскипевшей» капли, видимому в эксперименте (рис. 3).

На рис.6 представлены распределения вертикальной компоненты массовой скорости U_z и объемной концентрации газовой фазы K вдоль оси симметрии капли, профили данных величин были интерполированы по частицам, попавшим в малую окрестность оси симметрии z. Видно, что массовая скорость практически не меняется с временем, что говорит о релаксации растягивающих напряжений в этой зоне. в различные моменты времени. А концентрация в центре капли наоборот выросла до 80%, что превышает концентрацию плотной упаковки, и означает разрушение среды, которое также наблюдается на рис. 5. Необходимо отметить что профиль массовой скорости показывает существенное различие в скоростях нижней и верхней части капли (−2,5 м/с и 18 м/с), это также подтверждает разрушение среды на отдельные части.

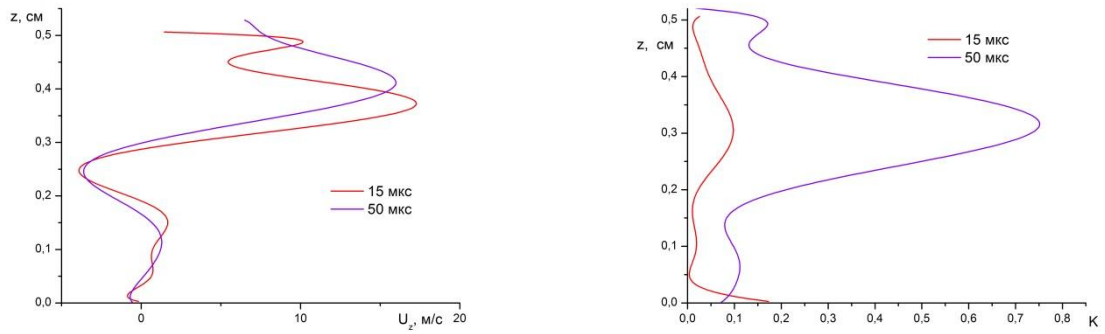


Рис 6. Вертикальная компонента массовой скорости и объемная концентрация на оси симметрии капли в моменты времени 15 и 50 мкс.

Инерционный разлет капли показан на рис. 7, к моменту времени 200 мкс становится заметен отрыв капли от мембраны, а пустота в центре увеличилась за счет объединения мелких областей, обособленных в ранние моменты времени. Необходимо заметить, что речь уже идет не о зоне, в которой находятся частицы с высокой концентрацией газовой фазы, а о том, что частицы, двигаясь с массовой скоростью, улетают из этой области. Слой частиц, окружающий центр капли, становится ясно выделенным и образует «парашют», наблюдаемый в эксперименте. Таким образом, относительно быстрый рост кавитационного кластера в центре капли приводит к своеобразному кавитационному «взрыву» капли изнутри [5]. Видно, что среда распалась на несколько несвязанных между собой областей, дальнейший разлет которых приводит к распылению частиц по всему окружающему объему (рис. 4).

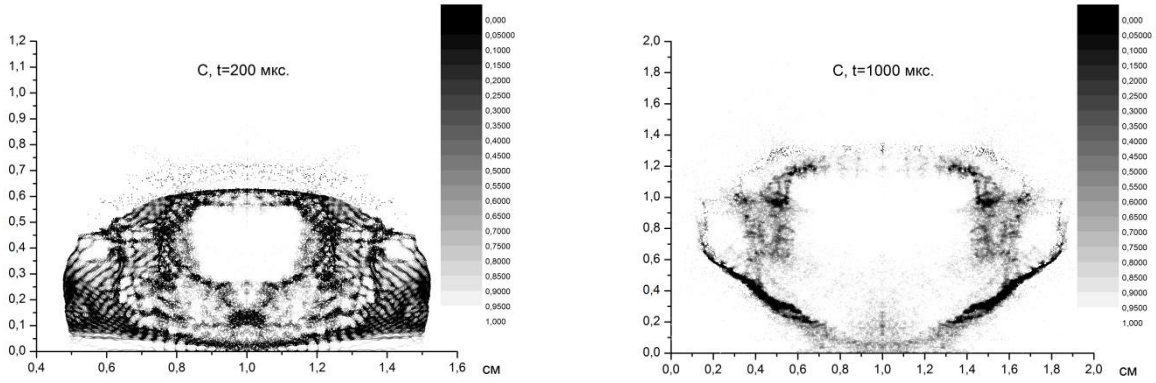


Рис 7. Объемная концентрация в моменты времени 200 и 1000 мкс

Численный анализ динамики состояния полусферической капли в процессе ее ударно-волнового нагружения показал, что фокусировка отраженных от свободной поверхности капли ударных волн приводит к формированию в окрестности центра капли плотного, быстро расширяющегося кавитационного кластера. Коалесценция пузырьков в кластере приводит к трансформации среды в систему газ-частицы, а в центре капли образуется газовое облако. В свою очередь это приводит к вылету частиц из этой зоны и образованию «парашюта» с пустотой внутри и последующему распаду среды на отдельные фрагменты и частицы.

Механизм этого процесса, определенный ранее как внутренний «кавитационный» взрыв капли, практически подтвержден после адаптации SPH-метода к задачам импульсного разрушения двухфазных сред. Полученные численные результаты по характерным размерам и временам вполне соответствуют особенностями экспериментальной картины кавитационного разрушения капли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Monaghan J.J. Simulating Free Surface Flows with SPH // Journal of Computational Physics, 1994, v 110, № 2, p. 399 – 406
2. М.Н. Давыдов, В.К. Кедринский Метод сглаженных частиц в задачах моделирования кавитационного разрушения жидкости при ударно-волновом нагружении // ПМТФ, 2013, №6, с. 17-26
3. Кедринский В. К., Давыдов М. Н. Двухфазные модели формирования кавитирующих отколов в жидкости // ПМТФ, 2003, 44, 72-79.
4. Omang M., Borve S., Trulsen J. SPH in spherical and cylindrical coordinates // J. Comp. Phys. V. 213, N. 1, p. 391 – 412, 2006.
5. Кедринский В. К., Бесов А. С., Гутник И. Э. Инверсия двухфазного состояния жидкости при импульсном нагружении. // Доклады РАН т. 356, №4, 1995.

АКУСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВЫХ ВЯЗКОУПРУГИХ СВОЙСТВ КОЛЛОИДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОЧАСТИЦ

Дембелова Т.С., Цыренжапова А.Б., Макарова Д.Н., Дамдинов Б.Б., Бадмаев Б.Б.

Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ
E-mail: lmf@ipms.bscnet.ru

Акустическим резонансным методом измерен комплексный модуль сдвига коллоидных суспензий наночастиц диоксида кремния в полимерной жидкости ПЭС-2 в зависимости от угла сдвиговой деформации. Для исследования в качестве вибратора применен пьезокварцевый кристалл с резонансной частотой 73 кГц. Показано изменение вязкоупругих свойств суспензий по сравнению с базовой жидкостью в зависимости от концентрации и размеров наночастиц.

Акустическим резонансным методом с применением пьезокварцевого резонатора измерены низкочастотные комплексные модули сдвига коллоидных суспензий наночастиц. Акустический резонансный метод [1-3] основан на изучении влияния сил добавочной связи, осуществляемой прослойкой жидкости, на резонансные характеристики колебательной системы. Пьезокварцевый кристалл, колеблющийся на основной резонансной частоте, контактирует своей горизонтальной поверхностью, совершающей тангенциальные смещения, с прослойкой жидкости, накрытой твердой накладкой, расположенной на одном конце. При этом прослойка жидкости испытывает деформации сдвига и в ней устанавливаются стоячие сдвиговые волны. Согласно теории метода исследования сдвиг резонансной частоты пьезокварца Δf^* должен быть пропорционален обратной величине толщины прослойки жидкости считая, что накладка практически покоится вследствие слабого воздействия на нее со стороны жидкости и что толщина прослойки много меньше длины волны в жидкости. Тогда комплексный модуль сдвига и тангенс угла механических потерь $\mathrm{tg}\theta$ будут определяться выражением: [3]

$$G^* = \frac{4\pi^2 M f_o \Delta f^* H}{S}, \qquad tg\,\theta = \frac{G''}{G'} = \frac{\Delta f''}{\Delta f'}, \tag{1}$$

где $G^* = G' + iG''$ – комплексный модуль сдвига жидкости, $\Delta f^* = \Delta f' + i\Delta f''$ - комплексный сдвиг резонансной частоты, M – масса пьезокварца, S – площадь основания накладки, f_0 – резонансная частота пьезокварца, H – толщина прослойки жидкости. Мнимый сдвиг частоты $\Delta f''$ равен половине изменения ширины резонансной кривой. В эксперименте измеряются толщина прослойки жидкости H и сдвиги резонансной частоты. По формулам (1) вычисляются основные вязкоупругие параметры жидкостей. В эксперименте применялся пьезокварц X-18,5^0 среза с резонансной частотой 73.2 кГц, с массой 6.24 г, площадь основания накладки составляла 0.2 см^2.

Измерены действительный и мнимый модули сдвига коллоидных суспензий наночастиц SiO_2 в полиэтилсилоксановой жидкости ПЭС-2. Коллоидные суспензии получены с использованием ультразвукового прибора Sonoswiss модели SW 1H. Результаты исследования суспензий наночастиц резонансным методом показали линейную зависимость действительного и мнимого сдвигов частот от обратной величины толщины жидкой прослойки, что свидетельствует о наличии у данных жидкостей объемного модуля сдвига, т.е. не зависящего от толщины прослойкижидкости (рис.1). Исследования показали, что с увеличением концентрации наночастиц модуль сдвига уменьшается (рис.2), при этом увеличение размеров нановключений при одинаковой концентрации дает повышение G'. Полученные

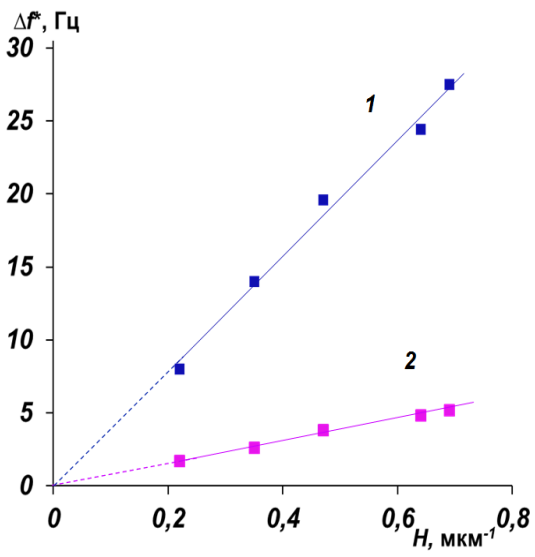


Рис.1. Зависимость действительного (1) и мнимого (2) сдвигов частот от обратной толщины прослойки для суспензии SiO_2/ПЭС-2 (0,5%) с размером наночастиц 50 нм.

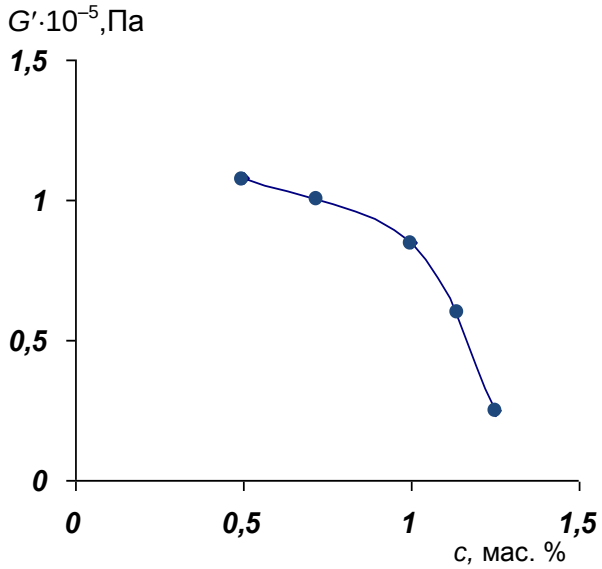


Рис.2. Динамический модуль упругости коллоидных суспензий наночастиц SiO_2 с размером 100 нм в ПЭС-2 в зависимости от концентрации.

значения динамического модуля сдвига и тангенса угла механических потерь для коллоидных суспензий наночастиц SiO_2 с размерами 100, 50 и 20 нм с массовой долей 0,5%в полиэтилсилоксановой жидкости ПЭС-2 представлены в табл.1.

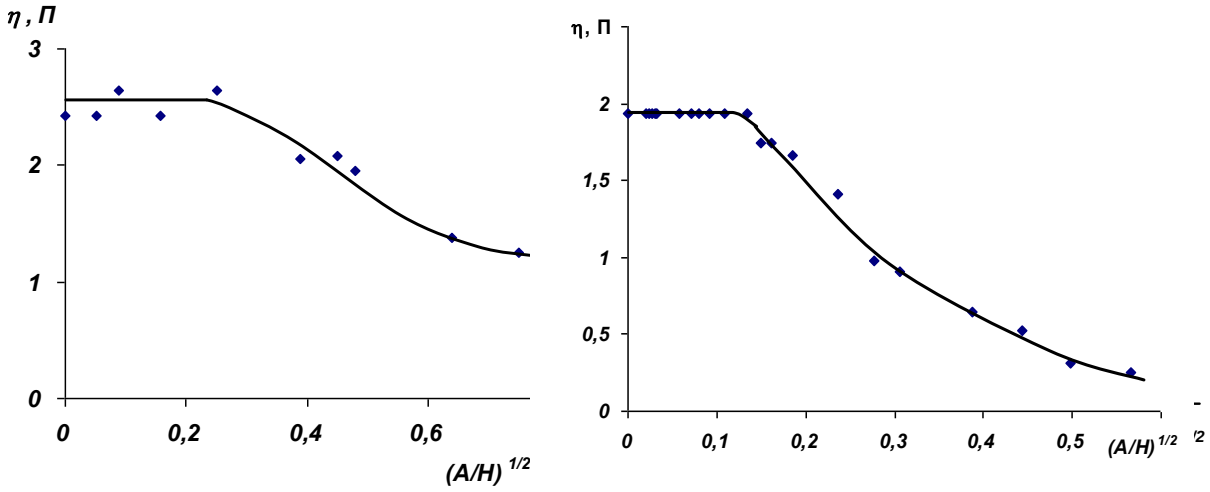
Таблица 1.

SiO_2/ПЭС-2	$G'\cdot10^{-5}$, Па	$\mathrm{tg}\theta$	$f_{рел}$, кГц
20 нм	0,09	0,73	53,43
50 нм	0,17	0,18	13,17
100 нм	1,08	0,1	7,32

Как видно из таблицы с увеличением размеров наночастиц наблюдается увеличение модуля сдвига, при этом $\mathrm{tg}\theta$ меньше единицы для всех исследованных жидкостей. Если предположить, что механизм данной вязкоупругой релаксации может описываться реологической моделью Максвелла, то частота релаксационного процесса должна быть меньше частоты эксперимента $f_{рел}=f_o\cdot\mathrm{tg}\theta$.

Ценную информацию о структуре и процессах ее перестройки могут дать исследования вязкоупругих свойств суспензий в зависимости от величины сдвиговой деформации. Измерение абсолютных значений амплитуд колебаний кварца было проведено методом, основанным на принципе интерферометра Фабри-Перо[4]. Угол сдвиговой деформации при малых значениях деформации пропорционален отношению амплитуды колебания пьезокварца A к толщине прослойки жидкости H и может являться мерой угловой деформации. Однако для удобства анализа экспериментальные результаты представлены в зависимости от $\sqrt{A/H}$.

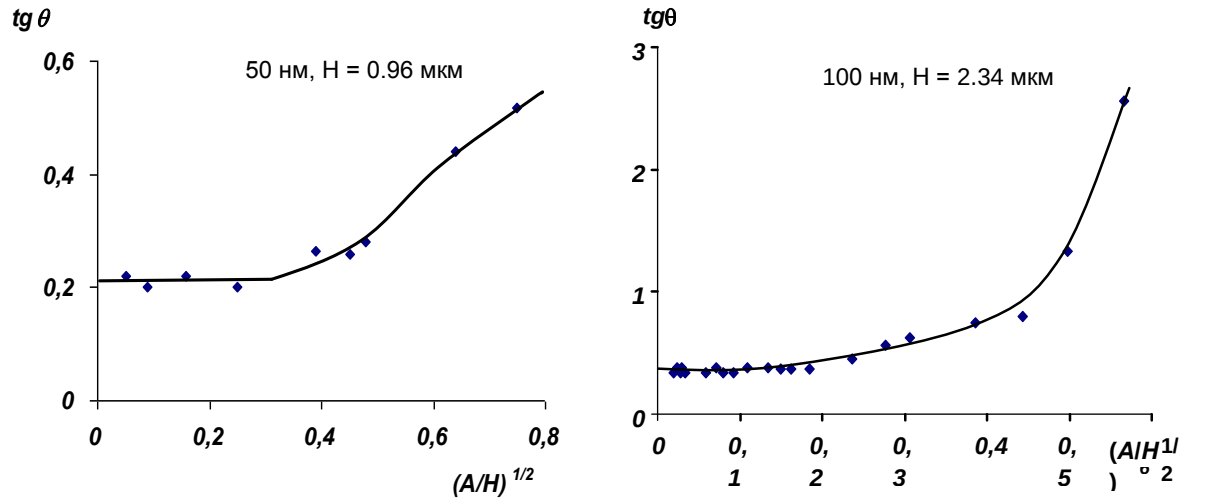
На рис.3 представлены зависимости действительного (1) и мнимого (2) сдвигов резонансной частоты от угла сдвиговой деформации для суспензии наночастиц диоксида кремния с массовой долей 1.25% в полиэтилсилоксановой жидкости ПЭС-2 с размерами наночастиц 50 нм и 100 нм. Как видно, при малых углах деформации сдвиги частоты постоянны (область линейной упругости), далее с увеличением угла сдвига действительный сдвиг частоты уменьшается, а мнимый начинает увеличиваться, т.е. при увеличении угла деформации, или скорости деформации затухание увеличивается. Определено изменение тангенса угла механических потерь в зависимости от угла



a) b)

Рис. 5. Зависимость эффективной вязкости от угла сдвиговой деформации для суспензий наночастиц SiO_2/ПЭС-2, c=1.25мас.% .

сдвиговой деформации для суспензий SiO_2/ПЭС-2, *c*=1.25мас.%. Из рис.4 видно, что tgθ возрастает с увеличением угла деформации.



a) b)

Рис. 4. Зависимость тангенса угла механических потерь tgθ от угла сдвиговой деформации для суспензий наночастиц SiO_2/ПЭС-2, c=1.25мас.%.

Эффективная вязкость этих суспензий, рассчитанная по реологической модели Максвелла в зависимости от величины угла сдвиговой деформации имеет повышенное значение при малых углах сдвиговой деформации и с увеличением угла сдвиговой деформации уменьшается (рис.5). Таким образом, при равновесной структуре эффективная вязкость может иметь аномально высокое значение.

В области линейной упругости структура суспензии остается неразрушенной, а изменение ее механических свойств по мере увеличения сдвиговой деформации происходит за счет разрушения равновесной структуры. Характерный критический угол для суспензии наночастиц с размером 100 нм φ_k = 1°, с уменьшением размера наночастиц критический угол увеличивается, так для второй суспензии φ_k = 3.6°, что

намного превышает критический угол для базовой жидкости ПЭС-2. Это свидетельствует о более прочной структуре суспензии на основе полиэтилсилоксановой жидкости. Полученный результат особенно важен, поскольку полиорганосилоксаны обладают невысокой механической прочностью по сравнению с традиционными органическими полимерами [5]. Использование в качестве смазочных масел ПЭС жидкостей с наночастицами диоксида кремния могут значительно улучшить их трибологические характеристики путем увеличения прочности смазочной пленки и улучшения смазочных свойств, возрастающих с уменьшением размеров частиц, т.е. с увеличением удельной поверхности, что приводит к возрастанию адгезионной активности.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №12-02-98012-р_сибирь_а, №12-02-98003-р_сибирь_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Булгадаев А.В. Измерение сдвиговой упругости жидкостей и их граничных слоев резонансным методом // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 51. – Вып. 4(10). – С. 969 – 981.
2. Бадмаев Б.Б., Будаев О.Р., Дембелова Т.С. Распространение сдвиговых волн в полимерных жидкостях // Акустический журнал. – 1999. – Т.45, № 5. – С.610-614.
3. Бадмаев Б.Б., Бальжинов С.А., Дамдинов С.А., Дембелова Т.С. Низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей// Акустический журнал. – 2010. – Т.56, №5. –С.602-605.
4. Базарон У.Б. Низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей. Улан-Удэ: Издательство Бурятского научного центра СО РАН, 2000. – 165 с.
5. Васильев В.Г. Специфические взаимодействия и особенности реологических свойств силоксанов // Автореферат дис. докт. хим. наук: 02.00.06 [Электронный ресурс] – Режим доступа. – URL: http: //www.dissercat.com/content/spetsificheskie-vzaimodeistviya-i-osobennosti-reologicheskikh-svoistv-siloksanov (дата обращения 16.02.2012).

О МЕТОДАХ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ МОД ВОЛНОВОДОВ В АНИЗОТРОПНЫХ УПРУГИХ СРЕДАХ

Жарников Т.В.[1)], Сыресин Д.Е.[2)]

[1)] Schlumberger Moscow Research, ул.Пудовкина, 13, 119285, Москва, РФ
[2)] Schlumberger Kabushiki Kaisha, 2-2-1 Fuchinobe, Chuo, Sagamihara, Kanagawa 252-0206 Japan

E-mail: tzharnikov@slb.com

Задачи описания распространения волн в анизотропных волноводах вызывают значительный интерес. С практической точки зрения они важны для анализа результатов неразрушающего контроля конструкций из анизотропных композиционных материалов, для интерпретации данных акустического каротажа в анизотропных горных породах, и т.д. Научный интерес к таким задачам обусловлен наличием ряда особенностей распространения волн в таких волноводах, которые нетипичны для изотропного случая. Кроме того, решение таких задач требует применения методов и идей, использование которых при рассмотрении изотропных волноводов не требуется.

Ключевой особенностью анизотропных волноводов является то, что в общем случае волновое уравнение не допускает разделение переменных. Поэтому аналитическое решение может быть получено только в исключительных случаях. Это приводит к необходимости использовать асимптотические и численные методы для вычисления их спектра. Что касается численного решения задачи, эффективными оказываются такие методы, как метод Ритца, псевдоспектральный метод, вариационный метод, и т.д. Причина их эффективности заключается в том, что собственные функции рассматриваемой задачи могут быть с хорошей точностью аппроксимированы небольшим набором простых базисных функций (например, азимутальными гармониками и радиальными полиномами).

В данной работе рассмотрены три метода вычисления спектра анизотропных волноводов. Все они основаны на использовании условия трансляционной инвариантности волновода вдоль его оси для эффективного сведения задачи к двумерной постановке в плоскости сечения. Первые два подхода состоят в применении псевдоспектрального метода к управляющим уравнениям линейной теории упругости и к уравнению Риккати для оператора импеданса, соответственно. Третий метод, получивший в литературе название полуаналитического метода конечных элементов (SAFE), заключается в рассмотрении вариационной формулировки задачи с помощью метода конечных элементов. В результате аппроксимации волновых полей конечным набором базисных функций возникает обобщенная задача на собственные значения, которая может быть решена стандартными численными методами. Сравнение полученного спектра волновода с результатами прямого трехмерного численного моделирования демонстрирует высокую точность и численную эффективность рассмотренных методов. Это подтверждается и результатами сравнения с данными лабораторного эксперимента, проведенного на образце анизотропной горной породы.

Задачи описания распространения волн в волноводах и вычисления спектра волноводов возникают в различных областях науки и техники [1,2]. Для их решения применяется целый ряд теоретических и численных методов, таких как точные решения, теория возмущений, различные асимптотические методы, конечно-разностное и конечно-элементное моделирование, и т.п. Несмотря на наличие обширного и хорошо разработанного аппарата, развитие науки и техники приводит к появлению задач, требующих дальнейшего совершенствования методов анализа волноводов. В последние десятилетия все более активно изучается распространение волн в структурах из композитных материалов, обладающих анизотропными свойствами (например, в авиационной промышленности, неразрушающем контроле трубопроводов, и т.д.) [2,3]. Аналогичные задачи возникают в геофизике при анализе данных акустического каротажа нефтегазовых скважин, так как реальные горные породы обладают анизотропией [4,5]. В результате возникает и становится актуальной задача вычисления спектра волноводов в неоднородной анизотропной среде, возможно сложного сечения. В данной статье будут рассмотрены три различных подхода к ее решению.

Основная трудность при решении этой задачи состоит в следующем. Во многих практически важных случаях степень анизотропии, форма сечения,

неоднородность, и представляющий интерес частотный диапазон таковы, что точность аналитических методов оказывается недостаточной. Вместе с тем для проведения трехмерного численного моделирования необходимы значительные временные и вычислительные ресурсы. Кроме того, трехмерное моделирование является зачастую избыточным; например, при вычислении спектра волновода. Эта трудность может быть преодолена, если воспользоваться свойством трансляционной инвариантности волновода, что позволяет свести задачу к двумерной постановке. Решения получаемых при таком сведении уравнений могут быть получены с высокой точностью методами, использующими представление задачи с помощью небольшого набора базисных функций, при сравнительно небольших вычислительных затратах (по сравнению с трехмерным моделированием). Такие методы как метод Ритца, метод Галеркина, метод конечных элементов, и другие, хорошо разработаны и успешно используются для решения широкого спектра задач. [1,2] Их основная идея состоит в том, чтобы выбрать удачный конечный набор базисных функций и, используя его, построить дискретную аппроксимацию рассматриваемых уравнений. Ниже мы рассмотрим, как эта идея реализуется и работает на примере линейной теории упругости.

Три различных подхода к решению задачи о вычислении спектра волновода, которые будут рассмотрены ниже, основаны на различных эквивалентных формулировках этой задачи. Например, вариационная формулировка дается обобщенным принципом Гамильтона [6]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta\{T - U + W\} dt = 0 \tag{1}$$

где T, U, и W – кинетическая энергия, потенциальная энергия, и работа объемных и поверхностных сил, соответственно:

$$T = \frac{1}{2}\int_V dV \rho \dot{\mathbf{u}}^* \dot{\mathbf{u}}; \quad U = \frac{1}{2}\int_V dV \boldsymbol{\varepsilon}^* \boldsymbol{\sigma}; \qquad W = \int_V dV \mathbf{u}^* \mathbf{f} + \int_{\partial V} ds \mathbf{u}^* \mathbf{t} \tag{2}$$

Здесь ρ – плотность, $\mathbf{u}$ – поле смещений, $\mathbf{f}$ и $\mathbf{t}$ – объемные и поверхностные силы, соответственно. Тензор напряжений $\boldsymbol{\sigma}$ связан с тензором деформаций $\boldsymbol{\varepsilon}$ через материальное уравнение:

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C}\boldsymbol{\varepsilon} \tag{3}$$

При рассмотрении жидкости удобно воспользоваться потенциалом скоростей ϕ: $\dot{u}_i = -\partial_i \phi$. Кинетическая и потенциальная энергии запишутся в виде

$$T = \frac{1}{2}\int_V dV \rho \partial_i \phi^* \partial_i \phi; \qquad U = \frac{1}{2}\int_V dV \frac{\rho^2}{\lambda} \dot{\phi}^* \dot{\phi} \tag{4}$$

где λ – объемный модуль жидкости. Вторая формулировка получается в виде дифференциальных уравнений Навье (которые могут быть получены как уравнения Эйлера-Лагранжа для вариационного принципа); например, в частотном представлении для упругого тела имеем [2,7]:

$$-\rho\omega^2 \mathbf{u} = \nabla\boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} \tag{5}$$

Эти уравнения должны быть дополнены надлежащими краевыми условиями. Простейший подход состоит в том, чтобы рассмотреть волновод с сечением конечного размера с идеально жесткими или свободными границами. Как показывают расчеты, получающийся спектр незатухающих мод является достаточно хорошим приближением для спектра волновода в бесконечной среде. Недостатком такого подхода является невозможность вычисления или неправильное вычисление спектра неоднородных мод. Этот недостаток можно попытаться устранить, вводя более сложные граничные условия, такие как PML, поглощающие граничные условия, прозрачные граничные условия, и т.д. Третья формулировка задачи получается, если воспользоваться понятием поверхностного импеданса $\mathcal{Z}$, который в общем случае определяет линейную связь вектором смещений и нормальными компонентами тензора

напряжений на некоторой границе. Таким образом, матричная функция $Z_{nm}(\omega,k,k')$, определенная на некоторой поверхности (например $r=r^*$), является ядром некоторого оператора, который в случае стационарной среды имеет вид:

$$\hat{\boldsymbol{\sigma}}_n(\omega,k)=\mathcal{Z}\mathbf{u}=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\int_{k=-\infty}^{+\infty}dk'Z_{nm}(\omega,k,k')\mathbf{u}_m(\omega,k') \tag{6}$$

где $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_n(\omega,k)$ и $\mathbf{u}_n(\omega,k)$ – Фурье образы нормальных компонент $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ тензора напряжений и вектора смещений. В формуле (6) все величины берутся на поверхности. Например, если эта поверхность цилиндрическая, то можно определить оператор поверхностного импеданса в зависимости от радиальной координаты r. Для так определенного оператора можно написать дифференциальное эволюционное уравнение. Оно получается, если в уравнении движения (5) и материальном уравнении (3) в явном виде выделить нормальные компоненты тензора напряжений и радиальные производные, а также заметить, что в уравнения движения входят радиальные производные только от $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$. После ряда алгебраических преобразований для оператора поверхностного импеданса получается уравнение Риккати [8]:

$$\partial_r\mathcal{Z}+\mathcal{Z}\mathcal{L}\mathcal{Z}+\mathcal{Z}\mathcal{Q}+\mathcal{S}\mathcal{Z}+\mathcal{P}=0 \tag{7}$$

Здесь $\mathcal{L}$, $\mathcal{Q}$, $\mathcal{S}$ и $\mathcal{P}$ – некоторые операторы, получающиеся в ходе вывода уравнения Риккати. Отметим, что это же уравнение получается и в рамках формализма Stroh [9].

Для численного решения задачи в рамках любой из трех приведенных формулировок следует выбрать подходящий функциональный базис и построить конечный матричный аналог континуальной формулировки. Так, в рамках вариационной формулировки, имея в виду трансляционную инвариантность волновода и используя традиционный подход метода конечных элементов (а точнее, его варианта для волноводов – SAFE) [6], удачным выбором является представление вектора смещений в виде

$$\mathbf{u}(x,\,y,\,k,\omega)=\mathbf{N}(x,\,y)\mathbf{u}(k,\omega)e^{i(kz-\omega t)} \tag{8}$$

где $\mathbf{N}(x,\,y)$ – матрица так называемых функций формы, которые используются для интерполяции значений функций в элементах пространственной сетки. В том случае, если геометрия задачи цилиндрическая, еще более удобным оказывается представление

$$\mathbf{u}(r,\,\theta,\,k,\omega)=\mathbf{N}(r)\mathbf{u}(n,\,k,\omega)e^{i(kz+n\theta-\omega t)} \tag{9}$$

Что касается оператора импеданса, то следует перейти к его матричному представлению в выбранном базисе; например, $Z_{nm}(r,k,k',\omega)$ в случае, соответствующем формуле (9). Особенность рассматриваемых задач состоит в том, что получающиеся матрицы не являются диагональными (в противном случае было бы возможно разделение переменных). Вместе с тем, во многих случаях оказывается возможным хорошо аппроксимировать континуальную формулировку посредством матриц относительно небольших размеров. Такая аппроксимация достигается выбором конечного числа из полного набора базисных функций. Использование такой конечной аппроксимации в континуальных формулировках (1) и (5) приводят к полиномиальной обобщенной задаче на собственные значения [5,7,10]

$$\left(K_1+kK_2+k^2K_3-\omega^2M-\omega P\right)\mathbf{U}=0, \tag{10}$$

а в случае уравнения Риккати для оператора импеданса (6) – к матричному уравнению Риккати [8,9]

$$\partial_r\mathbf{Z}+\mathbf{ZLZ}+\mathbf{ZQ}+\mathbf{SZ}+\mathbf{P}=0. \tag{11}$$

Уравнения (10) и (11) могут быть решены с помощью стандартных подходов (дальнейшее описание и детали можно найти в работах [5-10]). Например, для вычисления спектра обобщенной задачи на собственные значения (10) можно воспользоваться итеративными методами, такими как QZ алгоритм [8]. Уравнение Риккати (11) может быть решено с помощью стандартных методов решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Спектр задачи может быть получен, если приравнять нулю определитель разницы полученной матрицы импеданса и импеданса нагрузки [2]. В общем случае, полученный в результате спектр оказывается достаточно сложным. Для дальнейшего анализа собственные значения и вектора должны быть классифицированы по типам колебаний. Такая классификация может быть проведена с помощью различных критериев; например, путем анализа величины вкладов в энергию различных азимутальных гармоник, путем анализа формы собственных колебаний, с помощью свойств ортогональности собственных векторов, и т.д. Проводя такую классификацию, удается построить дисперсионные кривые различных мод волновода.

Алгоритмы, основанные на описанных выше идеях, были реализованы для всех упомянутых формулировок задачи вычисления спектра волновода – вариационной, с помощью управляющих уравнений, и уравнения Риккати для матричного импеданса. Результаты вычислений проверялись путем их сравнения между собой, а также с результатами обработки данных прямого трехмерного моделирования, аналитическими решениями (в тех случаях, когда такое имеется), и с низкочастотными асимптотиками осесимметричной и изгибной мод. В качестве примера была выбрана трансверсально изотропная (TTI) среда. Среды, обладающие таким типом анизотропии, находят широкое применение в геофизических приложениях [4]. Расчет проводился для волновода круглого сечения ($R_b = 0.1016\ m$), заполненного водой. Значения плотностей и модулей упругости для использовавшихся в расчетах материалов приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Плотность и упругие свойства Bakken shale, Austinchalk, и воды

	$\rho, kg/m^3$	C_{11}, GPa	C_{13}, GPa	C_{33}, GPa	C_{44}, GPa	C_{66}, GPa
Bakken shale	2230	40.9	8.5	26.9	10.5	15.3
Austin chalk	2200	22.0	12.0	14.0	2.4	3.1
Вода	1000	2.25	2.25	2.25	0	0

Расчеты проводились как для среды с вертикальной трансверсальной изотропией (VTI – TTI среда, ось симметрии которой совпадает с осью волновода), так и для среды с горизонтальной трансверсальной изотропией (HTI – TTI среда, ось симметрии которой перпендикулярна к оси волновода). Первый случай был выбран потому, что для него известно аналитическое решение для собственных мод. Второй случай иллюстрирует возможности рассматриваемых подходов для случая сред с произвольной анизотропией. Результаты расчетов дисперсионных кривых осесимметричных (или близких к ним) и изгибных (или близких к ним) мод представлены на Рис. 1-4. Эти результаты наглядно показывают хорошую точность расчетов, согласие результатов расчетов различными методами между собой, а также совпадение с аналитическим решением для VTI среды.

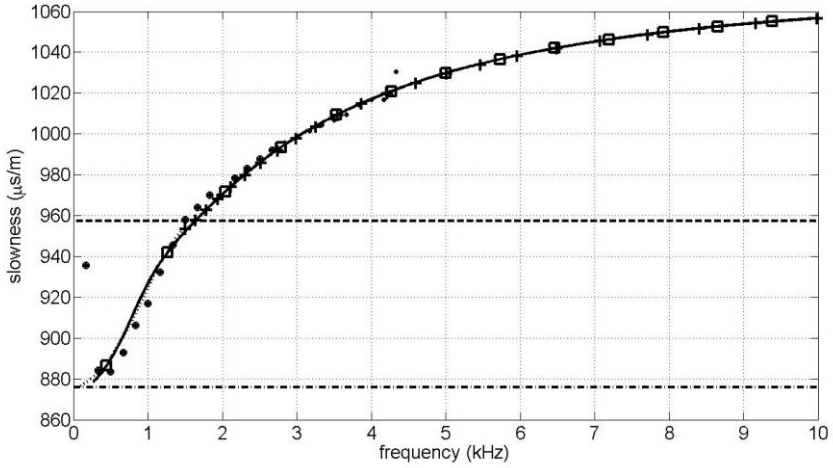


Рис. 1. Дисперсионная кривая моды Стоунли для скважины в породе VTI Austinchalk. Пунктирной линией изображен результат расчета методом, использующим аналитическое решение. Точками изображены результаты прямого трехмерного моделирования. Квадратами изображены результаты, полученные псевдоспектральным методом. Сплошные линии изображают результаты расчета с использованием уравнения Риккати. Кресты обозначают результаты расчета вариационным методом (SAFE). Горизонтальные линии изображают низкочастотные асимптотики моды Стоунли и изгибных мод.

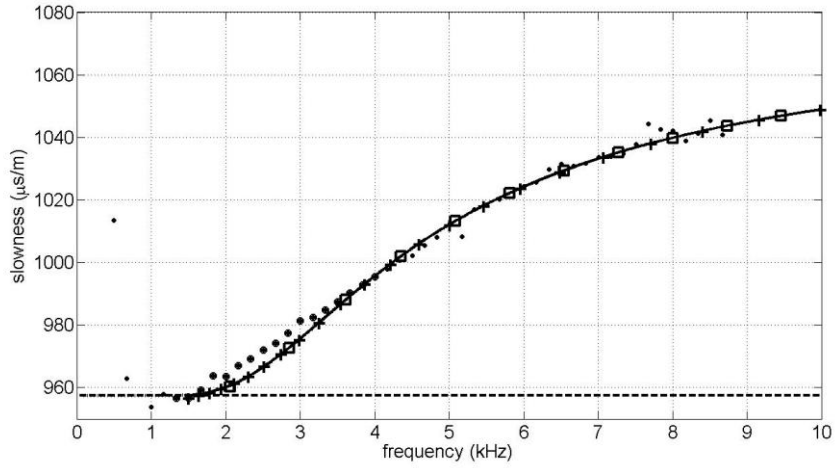


Рис. 2. Дисперсионная кривая изгибной моды для скважины в породе VTI Austinchalk. Обозначения такие же, как на Рис. 1.

В данной работе кратко изложены основные идеи трех различных подходов к вычислению спектра и построению дисперсионных кривых собственных мод волноводов в неоднородной анизотропной среде, возможно сложного сечения. Являясь эквивалентными, эти подходы отличаются математической постановкой задачи: вариационная, дифференциальные уравнения, и уравнение Риккати для оператора импеданса. Для получения численного решения используется аппроксимация континуальной постановки с помощью конечного набора базисных функций. Конкретный выбор такого набора и его удобство обуславливаются особенностями рассматриваемой задачи. Вычислительная эффективность обсуждаемых подходов обусловлена использованием условия трансляционной инвариатности волновода. Это

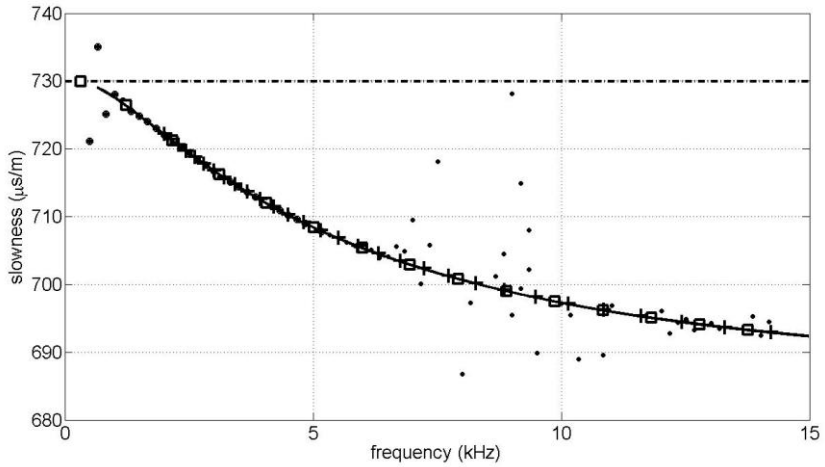


Рис. 3. Дисперсионная кривая моды Стоунли для скважины в HTI Bakken shale. Обозначения такие же, как на Рис. 1.

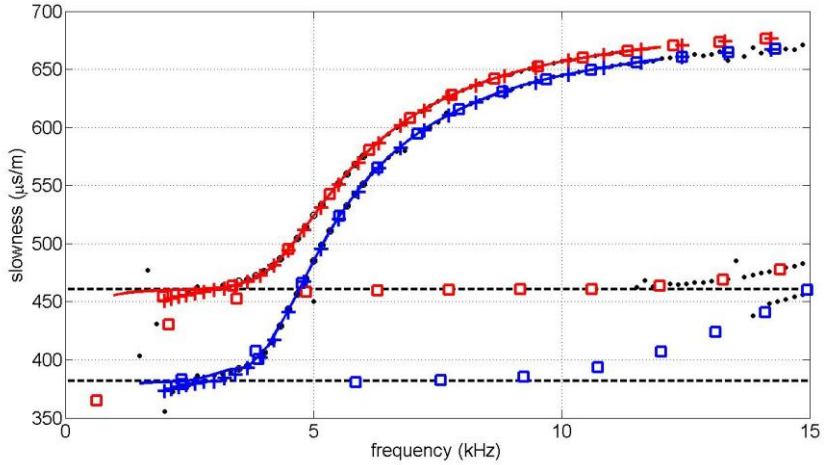


Рис. 4. Дисперсионные кривые SH и qSV изгибных мод, отличающихся поляризацией, для скважины в HTI Bakken shale. Обозначения такие же, как на Рис. 1.

обстоятельство позволяет свести задачу к двумерной постановке, или даже к небольшому набору связанных одномерных задач. Все три описанных подхода были нами реализованы и применены для вычисления дисперсионных кривых собственных мод скважин в анизотропных породах. Все три метода демонстрируют схожую точность. Каждый из них обладает рядом преимуществ и недостатков. К положительным свойствам вариационной постановки (метод SAFE) следует отнести возможность единообразного решения задачи для волноводов произвольного сечения, а также хорошую разработанность метода и относительную простоту реализации. Учитывая гибкость этого подхода, его следует признать наиболее перспективным для практических приложений. Однако получающиеся в результате аппроксимации матрицы оказываются самыми большими из всех трех подходов. Это приводит к тому, что вычислительные затраты увеличиваются и для сохранения приемлемого времени расчета нужно ограничиться поиском лишь небольшой части спектра, представляющей практический интерес. Преимуществом псевдоспектрального метода для управляющих уравнений (в цилиндрической геометрии) является использование матриц меньшего размера (по сравнению с методом SAFE) и, как следствие, возможность более полного анализа спектра. Получающиеся в результате матрицы оказываются меньше, что

позволяет вычислить полностью дискретную часть спектра. Время расчета полного спектра сокращается более чем на порядок по сравнению с подходом SAFE. Это позволяет рекомендовать данный подход для апробации различных модификаций алгоритма (введение различных типов граничных условий, пост обработка, и т.д.). Однако, поскольку обобщение данного подхода на задачи с нецилиндрической геометрией сопряжено с существенными трудностями (изменение сетки и т.д.), на данный момент его нельзя рекомендовать для задач, в которых встречаются модели общего положения. Подход, основанный на уравнении Риккати, может быть использован для теоретического анализа. Кроме того, он может оказаться численно эффективным в случае использования матриц большого размера, если нужно проанализировать полный спектр. Однако его численная реализация и анализ являются наиболее трудоемкими из всех трех рассмотренных подходов, поэтому его дальнейшее развитие требует более глубокого теоретического анализа.

Авторы выражают свою глубокую признательность В.В. Тютекину, инициировавшему работы по данной тематике, а также за многолетнее внимание и поддержку. Авторы также очень благодарны D.L. Johnson и C.-J. Hsu за продолжительные и плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. Мн.: Изд-во АН СССР, 1961. — 216 с.
2. Auld B. A. Acoustic Fields and Waves in Solids, 2nd ed. Krieger, Malabar, FL, 1990. — 878 pp.
3. Lowe M., Alleyne D., Cawley P. Defect detection in pipes using guided waves // Ultrasonics. — 1998. Vol. 36. — P. 147–154.
4. Thomsen L. Weak elastic anisotropy // Geophysics. — 1986. Vol. 51. — P. 1954–1966.
5. Ellefsen K. J., Cheng C. H., Toksoz M. N. Applications of perturbation theory to acoustic logging // J. Geophys. Res. B — 1991. Vol. 96. — P. 537–549.
6. Ellefsen K. J., Cheng C. H., Toksoz M. N. Effects of anisotropy upon the normal modes in a borehole // J. Acoust. Soc. Am. — 1991. Vol. 89. — P. 2597–2616.
7. Karpfinger F., Gurevich B., Bakulin A. Modeling of wave dispersion along cylindrical structures using the spectral method // J. Acoust. Soc. Am. — 2008. Vol. 124. — P. 859–865.
8. Zharnikov T. V., D. E. Syresin Calculating the spectrum of anisotropic waveguides using Riccati equation // подано в Wave Motion.
9. Norris A. N., Shuvalov A. L. Wave impedances matrices for cylindrically anisotropic radially inhomogeneous elastic solids // Q. J. Mech. Appl. Math. — 2010. Vol. 63. — P. 401–435.
10. Zharnikov T. V., Syresin D. E., Hsu C.-J. Calculating the spectrum of anisotropic waveguides using a spectral method // J. Acoust. Soc. Am. — 2013. Vol. 134. — P. 1739–1753.

ВЗРЫВНЫЕ ВУЛКАНИЧЕСКИЕ ИЗВЕРЖЕНИЯ: ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ КАВИТИРУЮЩЕЙ МАГМЫ В УСЛОВИЯХ ЕЕ ВОЗРАСТАЮЩЕЙ НА ПОРЯДКИ ВЯЗКОСТИ

Кедринский В.К.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
E-mail: kedr@hydro.nsc.ru

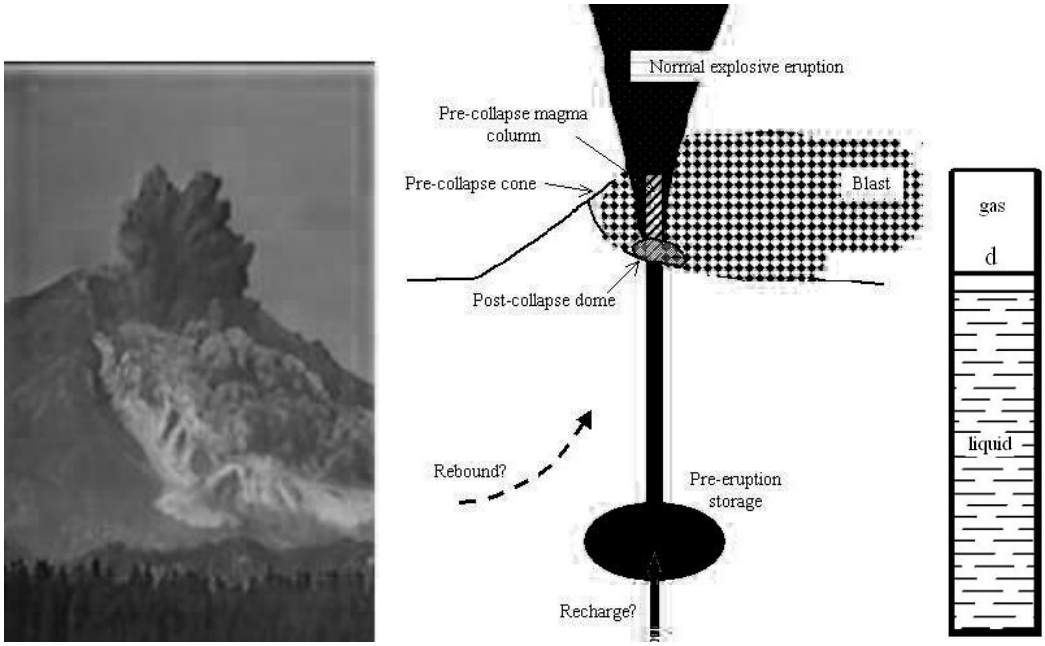
В рамках математической модели многофазных сред с системой кинетических уравнений численно исследуется процесс формирования в тяжелой кавитирующей магме зон с аномально большими значениями основных характеристик потока в волнах декомпрессии при интенсивном увеличении плотности кавитационных зародышей. Численный анализ выполнялся для вертикального столба тяжелой магмы высотой 1 км в рамках постановки задачи о гидродинамической ударной трубке (УТ) в соответствии с моделью предвзрывного состояния вулкана StHelens [1]. В качестве рабочей секции УТ рассматривалась система «камера вулкана – канал», заполненная магматическим расплавом, насыщенным газом (массовая доля 5,7 %) и микрокристаллитами. Давление в вулканической камере полагалось равным 170 МПа, поддерживалось постоянным и распределялось вдоль столба магмы в канале в соответствии с гидростатикой. Давление газа над диафрагмой (пробкой, отделяющей канал от открытого в атмосферу кратера) полагалось равным 0,1 МПа. При разрыве диафрагмы в столбе магмы формировалась волна декомпрессии. Показано, что в окрестности свободной поверхности столба магмы при значительном росте плотности зародышей кавитации формируется аномальная зона насыщения, которая характеризуется резким уменьшением глубины зоны вследствие перераспределения диффузионных потоков из расплава. При этом, характер распределений в зоне насыщения основных характеристик потока с их аномально высокими значениями существенно изменяется – от монотонного роста значений до скачка их градиентов на фронте зоны. Показано, что при увеличении плотности зародышей кавитации на 3-4 порядка относительно ее значения при гомогенной нуклеации в завершающей стадии формирования аномальной зоны происходит насыщение газом пузырьков зоны, резкое замедление диффузионного процесса в расплаве и выход основных характеристик зоны на асимптотику.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ, ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Не вызывает сомнений, что чрезвычайно сложное природное явление взрывного извержения вулканов с выбросом облаков пепла является результатом развития в канале вулкана (за фронтом интенсивных волн декомпрессии) фазовых переходов и высокоскоростных течений сверхсжатого насыщенного газом и микро-кристаллитами магматического расплава. Особый интерес вызывает структура многофазного потока с динамически изменяющейся на порядки вязкостью несущей фазы и цикличностью выбросов облаков пепла в атмосферу, характерная для некоторых типов открытых и закрытых взрывных вулканических систем. По сути, это должен быть «самоорганизующийся» в канале вулкана процесс, результаты которого природа демонстрирует в виде дискретной «цепочки» выбросов облаков пепла. В этой связи вполне вероятна физическая модель, согласно которой периодичность извержений является следствием зарождения в потоке разрывов и формирования локальных зон с интенсивно развивающейся кавитацией и пузырьками, насыщенными газом до высокого давления в результате диффузии растворенного газа из расплава и его высокой вязкости, облака пепла – результат кавитационного взрыва этих локальных зон. Цель данных исследований - анализ в рамках многофазной математической модели особенностей структуры кавитирующего потока магмы (или ее жидких аналогов при экспериментальном моделировании), позволяющей анализировать динамику состояния потока и определяющие его механизмы, наиболее адекватные природным.

С точки зрения высокоскоростной нестационарной гидродинамики, в рамках которой целесообразно рассматривать процессы извержения, принципиальным моментом является постановка задачи. Простое ее решение для закрытых

вулканических систем подсказал анализ начальной стадии извержения центрального канала вулкана StHelens (рис.1*a*). Оказалось, что схема пред-взрывного состояния этого вулкана, реконструированная J. Eichelberger, E. Gordeev, T. Koyaguchi, рис.1*b*, [1], полностью эквивалентна гидродинамической ударной трубке I. Glass (ГУТ, рис.1*c*) [2] с инверсией роли ее рабочих секций: верхняя секция ГУТ «gas» соответствует открытой атмосфере кратера вулкана, диафрагма d – лавовой пробке (см. post-collapsedome, рис.1*b*), закрывающей канал, и секция «liquid» - канал и камера вулкана, заполненные насыщенной газом и сжатой под высоким давлением магмой. Этот факт дает основание утверждать, что математические и экспериментальные постановки задачи о динамике состояния магмы в канале вулкана в волнах декомпрессии в рамках схемы ГУТ (а по сути, гидродинамической трубки разрежения) являются полностью обоснованными.



a *b* *c*

Рис.1 Извержение вулкана StHelens (a), схемы его предвзрывного состояния (b, [1]) и ГУТ (c, [2]).

Математическая модель кавитирующей магмы [3] включает: законы сохранения для средних давления p, плотности ρ и массовой скорости u-

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial z}=0, \qquad \frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{Eu}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-\frac{1}{Fr}+\frac{1}{\rho Re}\frac{\partial}{\partial z}\mu\frac{\partial u}{\partial z},$$

уравнения состояния смеси, жидкого и газового компонентов

$$\rho = \rho_l(1-k), \qquad p=p_0+\frac{\rho_l c^2}{n}\left\{\left(\frac{\rho_l}{\rho_{l0}}\right)^n-1\right\}, \qquad (4\pi/3)\rho_g R^3=(m_g/M)k_B T,$$

частоту нуклеации J, кинетику роста кавитационных пузырьков –

$$J=J^*\exp\left(-W^*/(k_B T)\right), \quad J^*=\left(2n_g^2 V_g D/d\right)\sqrt{\sigma/(k_B T)}, \quad W^*=16\pi\sigma^3/(3\Delta p^2),$$

$$J = \exp\left\{-\mathrm{G}\left[\left(p_{ch}/\Delta p\right)^2-1\right]\right\}, \quad \Delta p=p_s-p, \quad R\ddot{R}+\frac{3}{2}\dot{R}^2=\frac{Eu}{\rho}\left(p_g-p\right)+\frac{4\mu}{\rho\,\mathrm{Re}}\frac{\dot{R}}{R},$$

$$V_D=(4\pi/3)(\chi^3-1)R^3, \quad \chi=r_d/R,$$

уравнение диффузии - $\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}_{\mathrm{D}}\,\dfrac{dm_g}{dt} = 3R\left(C_i - C^{eq}(p_g)\right)$,

зависимость вязкости магматического расплава от концентрации растворенного газа

$$\mu = \exp\left\{E_\mu^* k_\mu \left[C_i(p_{ch}) - C\right] / k_B T\right\} \quad ,$$

динамику диффузионных зон - $X_D(t) = 1 - \exp(-\int_0^t J(t') \cdot V_D(t - t')dt')$ (при $X_D \to 1$ нуклеация заканчивается),

динамику плотности зародышей кавитации - $N_b = \int_0^t J(t')(1 - X_D(t,))dt'$

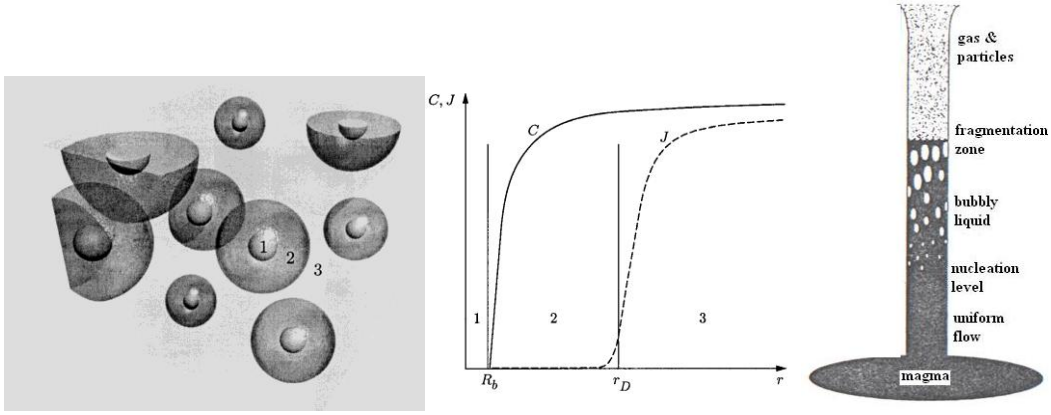
динамику концентрации свободного газа - $k = (4\pi / 3)\int_0^t \dot{N}_b(\tau) R^3(t - \tau)d\tau$.

Константы и параметры - $\rho = 2300\,kg / m^3$, $\sigma = 0.076\,J / m^2$

$E_\mu^* = 5.1 \cdot 10^{-19}\,J$, $k_\mu = 11$, $n_g \approx 10^{27}\,m^{-3}$, $\mu^* = 10^{-2.5}\,Pa \cdot \mathrm{s}$, $D_{mag} \approx 10^{-11}\,m^2 / s$. Здесь

$Eu = p_0 / \rho_0 v_0^2$, $Fr = v_0 / g t_0$, $G = 16\pi\sigma^3 / (3V \cdot p_{ch}^2 k_B T)$ $Re = z_0 v_0 / \nu_0 = \left(p_0 / \rho_0\right)^{3/2} / \nu_0 g$

$Pr_D = Sh = \nu_0 / D$ - соответственно, числа Эйлера, Фруда, Гиббса, Рейнольдса и Прандтля, а p_0, ρ_0, v_0, t_0, z_0, ν_0 - параметры с размерностями давления, плотности, скорости, времени, координаты и вязкости, используемые для построения безразмерных характеристик.



a *b* c

Рис. 2 Модель гомогенной нуклеации с кавитационными зародышами (1), диффузионными слоями (2) и насыщеннлой газом зоны (3) - a, условие на частоту нуклеации J – b , структура потока кавитирующей магмы (Dobran [4]), открытый вулкан - c

В [3] предложена модель гомогенной нуклеации (рис. 2*a*) с диффузионными слоями (2) вокруг кавитационных зародышей (1). Модель предполагает, что спонтанная нуклеация сопровождается мгновенным формированием вокруг ядер диффузионных слоев, в которых нуклеация практически запрещена (см. рис.2*b*). Считается, что нуклеация в области (3), занятой насыщенной газом магмой, завершается после того, как диффузионные слои перекроют всю рассматриваемую область (см. уравнение динамики диффузионных зон). При этом плотность зародышей кавитации N_bдостигает своего максимального значения.

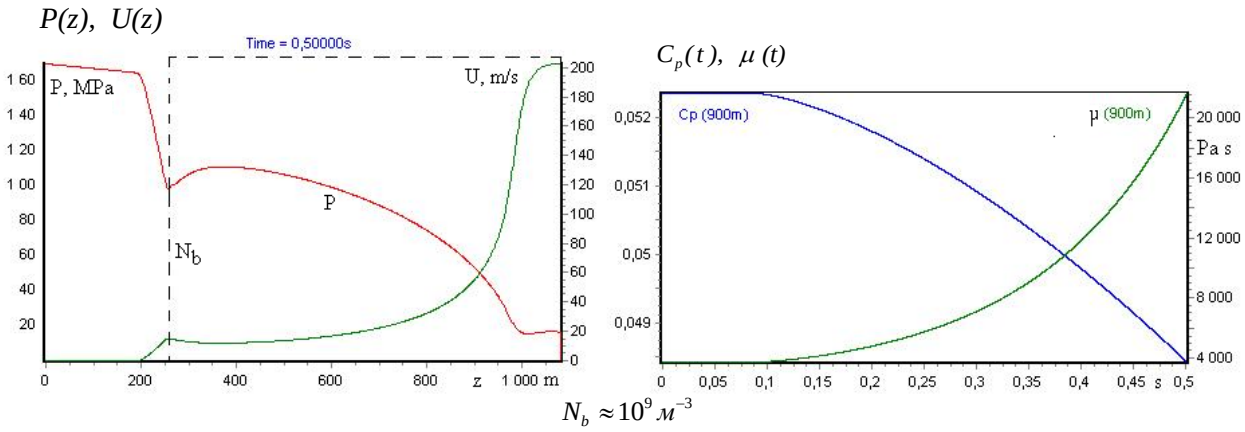
Распространенная модель динамики состояния магмы в каналах открытых вулканов, предложенная в [4], наглядно демонстрирует идеальную схему формирования кавитационной зоны и ее разрушения, подробно описанную в [5]. В

принципе, эта схема вполне соответствует и процессам, происходящим за фронтом волн декомпрессии при разгерметизации закрытых каналов вулканов взрывного типа, если считать, что фронт волны в схеме рис. 2*c* в описываемый момент времени находится уже в окрестности камеры вулкана - где-то в области “uniformflow” перед “nucleationlevel”.

Канал вулкана высотой 1 км заполнен магматическим расплавом, насыщенным газом до 5.7 % (по весовой концентрации), микро кристаллитами. Канал закрыт пробкой застывшей лавы. Давление в вулканической камере принято равным p_{ch}= 170 МПа, распределение давления по столбу расплава в поле силы тяжести соответствует гидростатике, температура расплава T = 1120 K, плотность расплава ρ = 2650 кг/м^3 при начальном распределении вязкости по столбу в интервале $10 < \mu < 10^3$ Па · с. Разрушение лавовой пробки в момент t=0 вызывает формирование волны декомпрессии, которая будет распространяться (со скоростью звука) вниз по каналу. За ее фронтом нарушается фазовое равновесие, происходит выделение свободного газа из расплава и его насыщение кавитационными зародышами (микро- пузырьками свободного газа). При этом одновременно часть диффузионного потока будет направлена на увеличение массы газа в пузырьках. Этот процесс будет продолжаться и после завершения нуклеации.

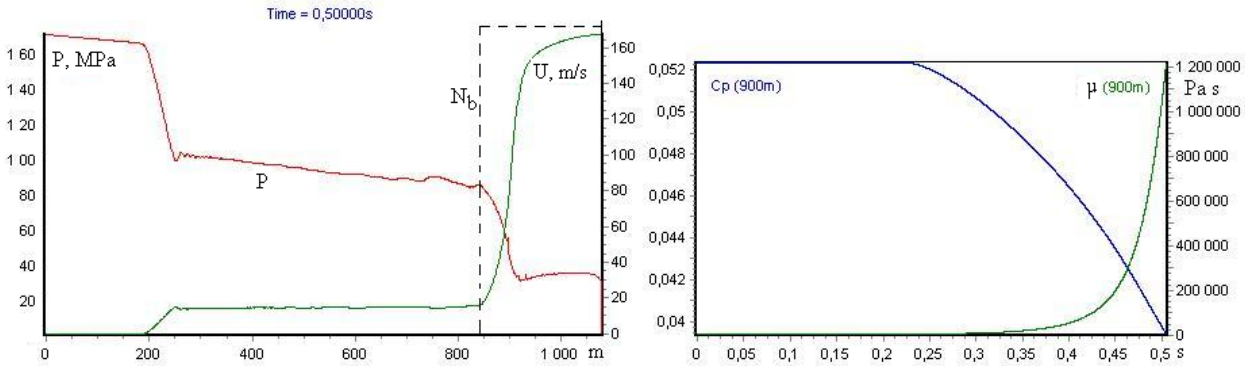
В [6] было обнаружено, что в потоке в окрестности свободной поверхности столба магмы формируется зона с аномально высокими значениями основных характеристик, определяющих состояние кавитирующих зон, превышающих на порядок и более их значения вне зоны. Исследовалось влияние величины плотности зародышей кавитации N_b (при сохранении динамики концентрации свободного газа k в зоне кавитации) на формирование структуры потока кавитирующего магматического расплава. Динамику этих характеристик можно проследить по результатам, представленным на рис.3 – 5 для одного и того же момента времени t = 0.5 с и трех значений плотности насыщения, отличающихся друг от друга на 2 порядка - 10^9 , 10^{11}, 10^{13}м$^{-3}$. Зоны насыщения на рис.3*a* – 5*a* выделены пунктиром. Каждый рисунок представляет два типа результатов – профиль волны декомпрессии $P(z)$ с распределением за его фронтом массовой скорости $U(z)$ и динамику (на прошедшем интервале времени t=0 ÷ 0.5 с) концентрации растворенного в расплаве газа $C_p(t)$ и вязкости расплава $\mu(t)$, представленных в “лагранжевом сечении” при первоначальной его глубине 100 м от свободной поверхности или 900м от очага вулкана (z = 0).

Физическая модель процесса циклического извержения состоит в следующем. В потоке кавитирующей магмы формируется зона с аномально высокими значениями основных, определяющих состояние расплава, характеристик потока (плотность зародышей кавитации N_b, массовая скорость U, объемная концентрация газовой фазы k, вязкость расплава μ и диффузионные потери расплавом растворенного газа C_p), которые, как минимум, на порядок превосходят их параметры перед зоной. 2. Обнаружено, что процесс формирования аномальных зон в потоке тяжелой кавитирующей магмы при значительном росте плотности микро-кристаллитов N_{cr} характеризуется резким уменьшением глубины зоны насыщения вследствие перераспределения диффузионных потоков из расплава и изменением характера распределений основных характеристик потока U(z), K(z), $R_b(z)$ и $C_g(z)$ в зоне– от монотонного роста значений до скачка их градиента при превышении плотности N_{cr} на три порядка и завершается, когда диффузионный процесс в расплаве, прирост газа в пузырьках и сам рост пузырьков резко замедляются. 3. Предполагается, что скачок градиента массовой скорости приводит к появлению разрыва потока в его области, отделению зоны, высокое давление в котором (до 400 атм) «взрывает» зону; происходит мгновенный переход кавитирующей зоны в состояние “газ-капли”, граница разрыва становится свободной границей.



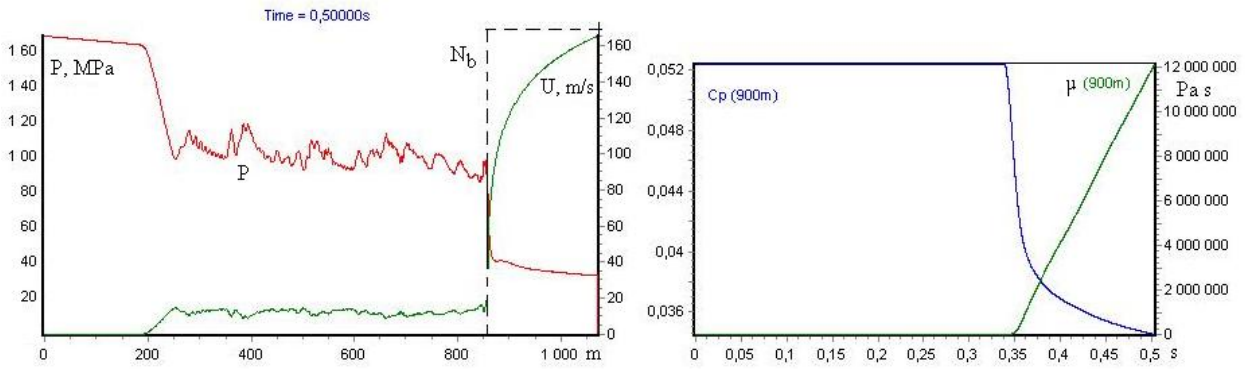
$N_b \approx 10^9\ м^{-3}$

Рис. 3*a* Рис. 3*b*



$N_b \approx 10^{11}\ м^{-3}$

Рис. 4a *Рис. 4b*



$N_b \approx 10^{13}\ м^{-3}$

Рис. 5a *Рис. 5b*

Рис.3-5 Результаты расчета структуры волны декомпрессии, распределения массовой скорости за ее фронтом (3a-5a) и динамики вязкости и концентрации растворенного газа в расплаве (3b – 5b, в лагранжевом сечении).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружение эффекта формирования аномальных зон насыщения позволило сформулировать, отличную от известных (см., например [7-9]) модель цикличности выбросов при взрывных извержениях вулканов [6]. Эта модель основана на вероятности возникновения разрыва в окрестности нижней границы аномальной зоны со скачком массовой скорости и предположениях об образовании на месте разрыва новой свободной поверхности, выбросе «отколовшейся» зоны в свободное

пространство и ее распаде на систему «газ – капли» в результате «кавитационного» взрыва. При этом оказалось, что структура потока быстро восстанавливается: вновь формируется аномальная зона и через некоторое время система оказывается «готовой» к новому выбросу. Таким образом, локализация в окрестности свободной поверхности потока интенсивно кавитирующей зоны (со скачком массовой скорости и предвзрывным состоянием с высоким давлением газа в пузырьках) может не только привести к ее выбросу, но и инициировать ряд подобных эффектов, повторяющихся через определенные промежутки времени («времена индукции»). Эффект в целом можно определить как «самоподдерживающийся режим» цикличности выбросов при взрывных вулканических извержениях.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Гранта РФФИ (12-01-00134а), Проекта Программы Президиума РАН 2.6 и Гранта №14.120.14.2695-НШ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eichelberger\,J.\,Gordeev\,E.\,Koyaguchi\,T. A Russian-Japan-US Partnership to understand explosive Volcanism // www.kscnet.ru/conference / sovbes / agenda / cvs Jun. 22, 2006. 1—4
2. Glass I.I., Heuckroth L.E. Hydrodynamic shock tube // Phys. Fluids. 1963.V. 6,N 4. P. 543-549.
3. Чернов А.А., Давыдов М.Н., Кедринский В.К., TakayamaK. Зарождение и развитие кавитации в магме при динамической разгрузке // ПМТФ. 2005. Т.46, № 2, С. 71-80
4. Dobran F. Non-equilibrium flow in volcanic conduits and application of the eruption of Mt. St. Helens on May 18 1980 and Vesuvius in AD.79, J. Volcanol. Geotherm. Res.,1992. V.49. 285—311
5. Woods A.W. The dynamics of explosive volcanic eruptions // Rev.geophys. 1995. V. 33, N 4. P. 495—530.
6. Кедринский В.К. Об одной модели цикличности выбросов магмы при взрывных вулканических извержениях // ПМТФ.2013. Т. 54, № 3. С. 3-10.
7. Denlinger R. P., Hobitt R. P. Cyclic eruptive behavior of silicic volcanoes // Geology 1999. V. 27. P. 459–462.
8. Barmin A., Melnic O., Sparks S. Periodic behavior in lava dome eruptions // Earth. Planet. Sci. Lett. 2002. V. 199. P. 173–184.
9. Gonnermann H. M., Manga M. The fluid mechanics inside a volcano // Annu. Rev. Fluid Mech. 2007. V. 39. P. 321–356.

ВОЗДЕЙСТВИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ВИБРАЦИИ НА ПРОЦЕСС АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Догадов А.А., Конопацкая И.И., Миронов М.А., Пятаков П.А.

ОАО «Акустический институт им. академика Н.Н.Андреева», г. Москва
E-mail:ikonopatskaya@gmail.com, irina.konopatskaya@mail.ru

Представлены результаты экспериментов по воздействию низкочастотной вибрации на процесс акустической эмиссии, возникающий в объекте с искусственным дефектом под действием нарастающего механического напряжения. Эксперименты проводились на полой тонкостенной трубе с искусственной трещиной, залитой эпоксидной смолой. При сочетанном воздействии механической нагрузки с вибрационной наблюдался эффект амплитудной модуляции сигнала АЭ вибрационным сигналом. Экспериментально зафиксирован эффект интенсификации АЭ при действии на образец сторонней вибрации. Предложенная аппаратная реализация метода выделения модуляционных компонент позволяла судить об интенсивности АЭ процесса по величине амплитуды модулирующего сигнала.

Акустико-эмиссионный метод контроля находит всё более широкое применение для ранней диагностики развивающихся дефектов в образцах и сложных конструкциях [1], в том числе, работающих в условиях сторонних источников вибрации. В целом ряде работ исследовалось взаимодействие акустических волн различных диапазонов частот на трещинах с целью получения дополнительных информационных признаков, повышающих эффективность акустических методов контроля в дефектоскопии, например [2, 3]. В работе [2] приводятся результаты экспериментального исследования эффекта модуляции ультразвука вибрациями и предложен метод использования этого эффекта в ультразвуковой дефектоскопии.

В настоящем докладе представлены результаты исследования воздействия низкочастотной вибрации на акустическую эмиссию (АЭ) модели, представляющей собой эпоксидную вставку в стальной трубе (длина 2.16 м, внутренний диаметр 60 мм, толщина стенки – 4.2 мм). Общий вид экспериментальной установки представлен на рис.1. АЭ возникала в процессе поперечного сжатия трубы, вибрационное воздействие обеспечивалось электромотором с эксцентриком, закреплённым на трубе. Частота вращения эксцентрика варьировалась в пределах 960…1200 об/мин.

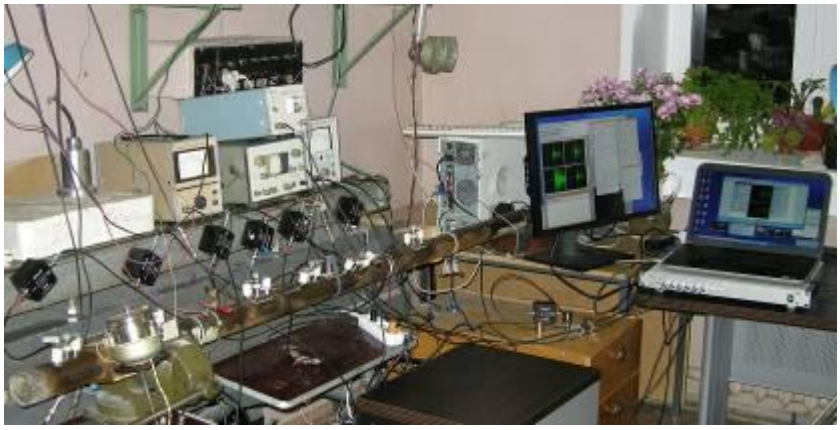


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки

Регистрация сигналов эмиссии проводилась как широкополосными датчиками в «эмиссионном» диапазоне частот от десятков до сотен кГц, так и в низкочастотном диапазоне, от единиц Гц до 150 Гц.

Для приёма сигналов АЭиспользовали пьезокерамические датчики, разработанные компанией ООО «ФорТехЛэб» (г. Троицк) для задач АЭ контроля: RS150L и RS30L с

резонансной частотой, 150 кГц и 110 кГц, соответственно, с выносными предусилителями RPA-05 с полосой пропускания от 12 до 630 кГц. Площадь поверхности датчиков составляла 2,27 см^2 и 4.15 см^2, соответственно. Датчики крепились непосредственно на поверхности трубы. Для улучшения согласования измерительной поверхности датчика с поверхностью трубы использовалась промазка тонким слоем резинового клея, дополнительный прижим датчиков обеспечивался с помощью резиновых жгутов либо магнитных прижимных устройств. Регистрация электрических сигналов, поступающих от пьезодатчиков, производилась с помощью многофункционального программно-измерительного комплекса «РАНИС» (ООО «ФорТехЛэб») [4]. Число датчиков, задействованных в эксперименте, варьировалось от 3-х до 8-и. Оцифровка сигнала производилась с частотой дискретизации 3 МГц и разрядностью квантования 16 бит. Общая схема установки приведена на рис.2.

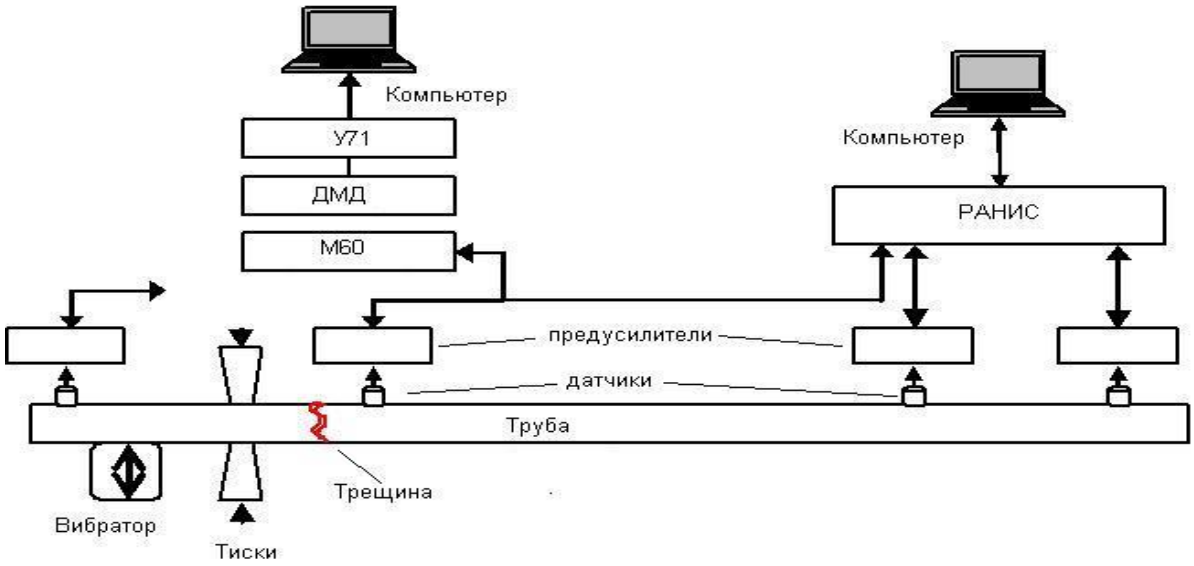


Рис.2. Общая схема экспериментальной установки.

Сигнал в низкочастотный канал (НЧ) поступал с выхода предусилителя одного из приёмных каналов. Здесь он последовательно проходил следующие преобразования: усиливался широкополосным усилителем М60 (1Гц…100кГц, 40 дБ), подвергался детектированию с помощью специально разработанного устройства (ДМД), затем проходил через усилитель У71 (0.01…1 кГц, 40 дБ) и поступал на вход звуковой карты компьютера (частота дискретизации 4 кГц, разрядность квантования 16 бит). Регистрация сигнала в НЧ тракте производилась с помощью программы SpectraLAB, позволявшей производить спектральный анализ принятого сигнала, как в режиме реального времени, так и в режиме постпроцессорной обработки.

На стадии подготовки основного эксперимента были проведены исследования эволюции сигнала АЭ при распространении его по трубе. При этом возбуждение сигналов осуществлялось методом Су Нильсен или с помощью одного из датчиков, на который подавался короткий электрический импульс. Типичная запись сигналов, зарегистрированных при этом, представлена на рис. 3. Скорость распространения сигнала определялась по времени задержки переднего фронта сигнала, регистрируемого различными датчиками, расположенными на известном расстоянии друг от друга.

Проведённые измерения скорости дали значение 5046 м/сек (с погрешностью ±10%), что хорошо согласуется с юнговской скоростью для стального стержня.

Существенно, что сигнал эмиссии, порождённый растущей трещиной в образце, был способен пробежать расстояние от одного конца трубы до другого за 43 мкс, вернуться к месту возникновения и вновь провзаимодействовать с трещиной.

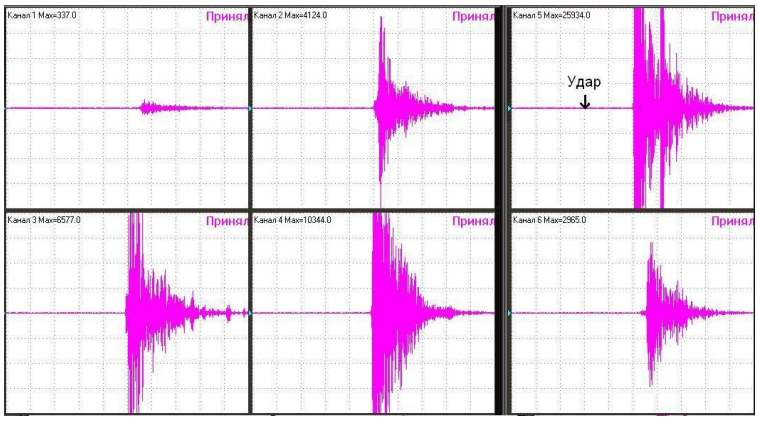


Рис. 3. Импульсы, зарегистрированные на поверхности трубы датчиками 1…6, при возбуждении методом Су Нильсен сигнала рядом с датчиком 5.

На рис. 4 представлен типичный импульс, вызванный в трубе методом имитации АЭ сигналов Су Нильсен. Время реверберации данного импульса, т.е. зарегистрированная системой gродолжительность его звучания до тех пор, когда он уходит под шум, составляет 4800 мкс. Это время соответствует длине пробега (скорость распространения, умноженная на время) 24 м – в 10 раз больше длины трубы. Время нарастания от начала регистрации до момента достижения максимального значения 227 мкс (~1 м). На рисунке видна сложная картина АЭ импульса, отражающая особенности объекта, по которому он распространяется.

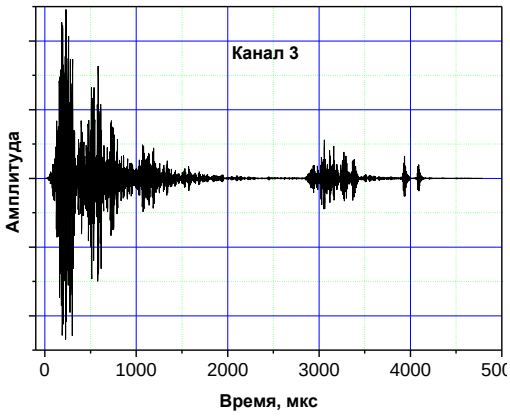


Рис. 4. Импульс, зарегистрированный датчиком на поверхности трубы при имитации АЭ методом Су Нильсен (порог регистрации 1,2 мВ, уровень шума 0,8 мВ).

Основной эксперимент проводился таким образом: к образцу – отрезку трубы с искусственной трещиной, заклеенной эпоксидной смолой, - прикладывали механическую нагрузку путём сдавливания её локального участка в районе, прилегающем к трещине, в губках тисков. Нагрузку увеличивали порциями (фиксировали её величину по значению угла поворота рычага тисков)/ На рис.5 представлен графический протокол числа импульсов, (в согласии со стандартами АЭ методики [1]) записанный в процессе эксперимента системой «РАНИС».

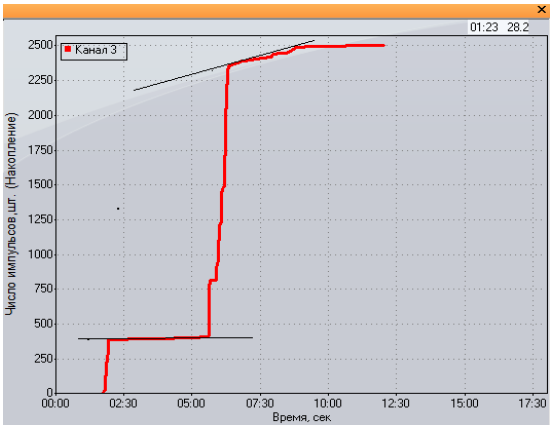


Рис.5. Суммарный счет импульсов в условиях непрерывной работы вибратора. Отрезки прямой показывают скорость роста АЭ событий на участках, соответствующих различным уровням стабильной нагрузки H1 и H2 у.е.

На данном отрезке времени вибратор работал непрерывно на частоте 19.8 Гц. Спектр сигнала, зарегистрированный в данном эксперименте на выходе НЧ канала, в условиях работающего вибратора, представлен на рис.6a. Аналогичный спектр, записанный при выключенном вибраторе, приведён на рис. 6b

(a) (b)

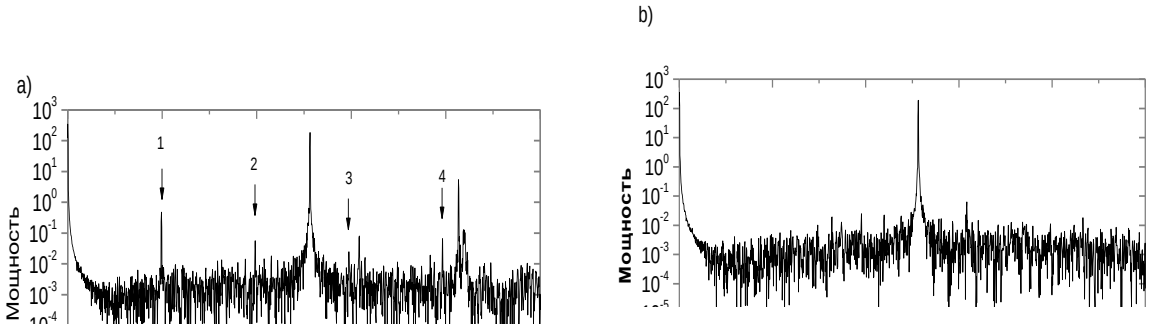


Рис. 6. Спектр сигнала, зарегистрированного по НЧ каналу с датчика RS15L при значении внешней механической нагрузки в условиях, как работающего вибратора (a), так и не работающего (b). Стрелками отмечены первые 4 гармоники вибрационного сигнала (19.8 Гц).

Подчеркнём, что это спектр сигнала, полученного путём детектирования сигнала, принятого на поверхности образца высокочастотным датчиком RS150L с предусилителем RPA-05, результирующая полоса пропускания которых лежит в диапазоне 50…350 кГц. Гребенчатый спектр, полученный на выходе НЧ канала путём детектирования [5], демонстрирует возможность выделения из сложной картины сигналов, распространяющихся по объекту с дефектом в условиях его механической и вибрационной нагрузки, спектральных компонент модуляционных частот, соответствующих основной и дополнительным гармоникам вибрационного сигнала и несущим информацию об объекте, по которому сигнал распространяется.

На рис.7 приведено сравнение амплитуд гармоник вибрационного сигнала, зарегистрированных в аналогичном эксперименте, при двух различных уровнях механической нагрузки, приложенной к образцу. По оси абсцисс - номера гармоник, по оси ординат – превышение соответствующих гармоник над уровнем шума (дБ).

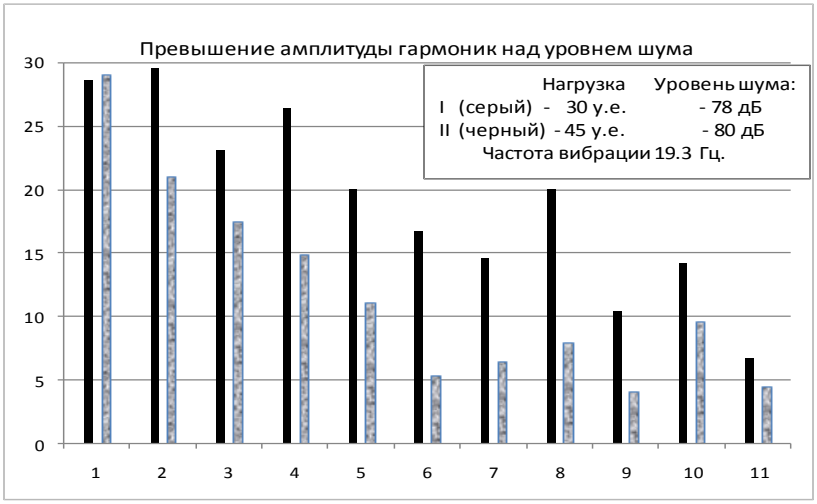


Рис.7. Превышение (дБ) уровня гармоник вибрационного сигнала над уровнем шума при двух различных значениях внешней механической нагрузки, приложенной к образцу. По оси абсцисс отложены номера гармоник.

Видно, что амплитуда высших гармоник, существенно возрастает при увеличении сторонней механической нагрузки на образец. Таким образом, значение амплитуд этих гармоник, регистрируемых на выходе демодулятора, может не только быть индикатором существования самого акустоэмиссионного процесса в образце, а и служить показателем развитости этого процесса.

Приведём результаты эксперимента, позволяющие непосредственно проследить воздействие вибрации на интенсивность процесса акустической эмиссии в образце с искусственной трещиной в течение длительного воздействия на него механической нагрузки в виде поперечного сжатия, дозировано увеличиваемого от начального уровня до максимального. На рисунке 8 приведён типичный график счета импульсов и энергии акустических импульсов (с накоплением) по одному из приёмных каналов. На графике отмечены моменты включения вибратора (A и D). На отрезке времени BC вибратор не работал. На рис. 9 представлена более подробно та же зависимость на отрезке времени в окрестности момента включения вибратора, выделенного на рис. 9 кружочком. Видно, что в интервале времени от 50 до 150 секунд идёт медленное накопление числа событий, вызванное умеренной стабильной нагрузкой, приложенной к образцу на начальной стадии.

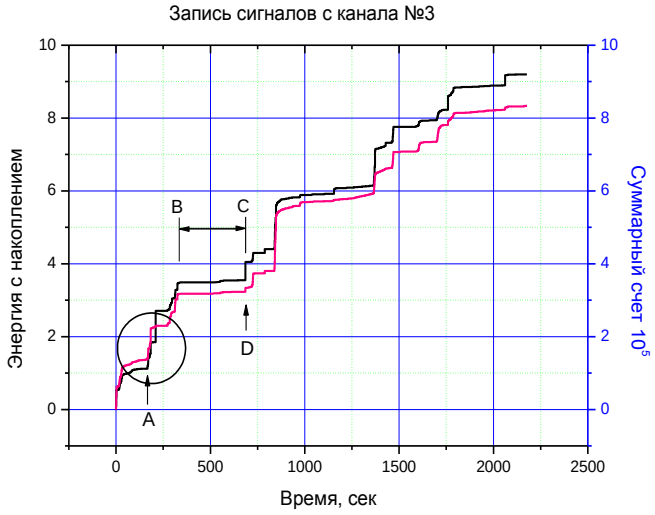


Рис. 8. График суммарного счета и энергии с накоплением, зарегистрированные датчиком RS150L. A и D - моменты включения вибратора.

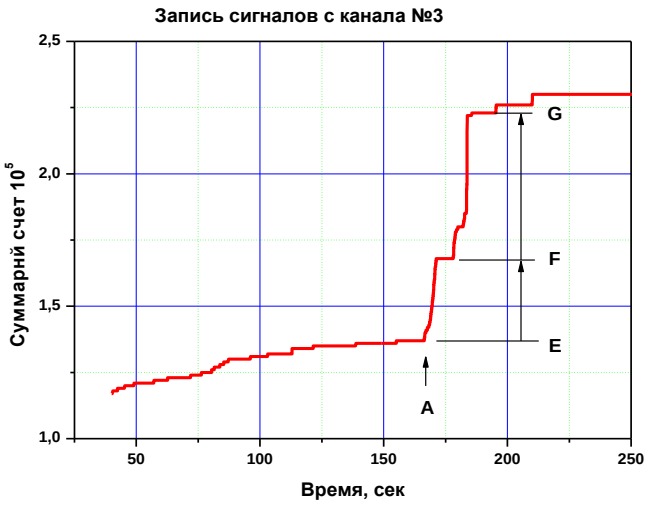


Рис.9. График зависимости суммарного счета на отрезке времени от 50 до 250 сек.

В момент времени А, когда был включен вибратор, мы видим скачкообразное увеличение скорости суммарного счета (на графике отмечен как приращение E-F), по величине сравнимое с приращением F-G, обусловленным приложением к трубе дополнительной порции механической нагрузки. Этот результат убедительно показывает, что наличие вибрации приводит к увеличению числа эмиссионных событий в образце с дефектом, т.е. приводит к интенсификации акусто-эмиссионного процесса.

Приведём далее результаты методического эксперимента (на том же образце с искусственной трещиной), в котором осуществлялось одновременно воздействие как слабых периодических ударов по поверхности образца, так и сторонней вибрации. Изначально образец находился в стационарном, слабо нагруженном состоянии (сохранялось умеренное поджатие в тисках, которое было осуществлено за несколько дней до эксперимента, так что за это время уже могла пройти частичная релаксация материала). На один из пьезоэлектрических датчиков, установленных на поверхности образца, подавались (с выхода генератора Г6-27) прямоугольные электрические импульсы длительностью в 0.5 мс и частотой следования в 1 кГц. Вибрационные колебания на частоте 19.6 Гц возбуждались описанным выше способом. Проводившаяся с помощью «РАНИС» многоканальная регистрация сигналов, принятых датчиками, подтвердила наличие эмиссионных событий в образце, инициированных сочетанным воздействием механического постукивания и вибрации. Одновременно, сигнал, принятый датчиком RS150L и усиленный RPA-05, подвергался детектированию и регистрировался с выхода НЧ канала, как описано выше. Результирующие спектры сигналов с выхода НЧ канала представлены на рис. 10 и 11.

Рис. 10. Спектр сигнала при действии на образец чистой вибрации (19.6 Гц).

На рис.10, где представлен спектр НЧ сигнала при действии на образец чистой вибрации, отчетливо различимы первая и третья гармоники вибрационного сигнала, но амплитуды их ниже, чем амплитуды гармоник электрической помехи (50 Гц). Это позволяет предположить, что при действии вибрации на слабо нагруженный образец, в нём инициировались отдельные АЭ события, происходила модуляция АЭ сигналов вибрационными, амплитуды которых наблюдались на выходе ДМД.

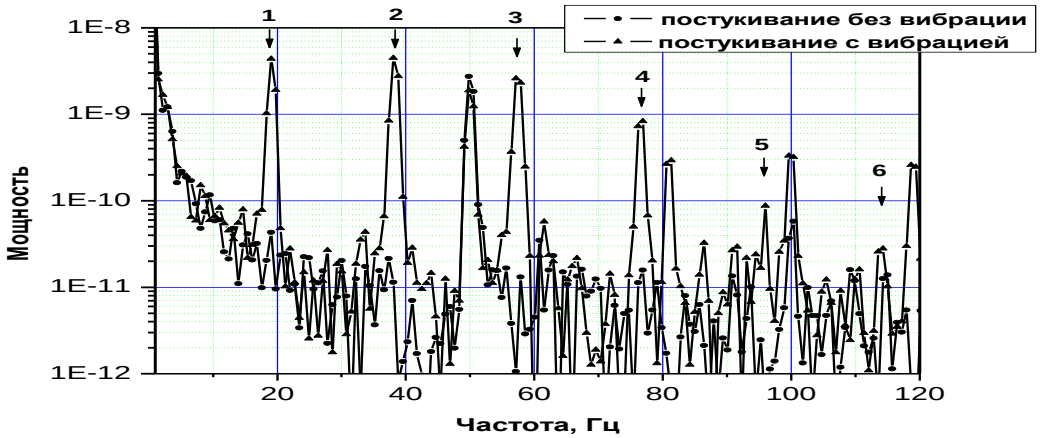


Рис. 11. Спектры сигналов при действии на образец механической импульсной нагрузки (периодических ударов по поверхности с частотой 1 кГц) при одновременном воздействии вибрационного сигнала (19.6 Гц) и без него.

При сочетанном воздействии механической нагрузки и вибрации (см. рис.11) амплитуды гармоник существенно подросли, в частности, амплитуда первой увеличилась на 10 дБ, второй - на 15 дБ, третьей - на 10 дБ, четвёртой и пятой – на 15 дБ. При этом все они, в среднем на 42 дБ, превышали уровень амплитуды шумового спектра, зарегистрированного с выхода НЧ в условиях, когда на слабо нагруженный механическим поджатием образец действовала только дополнительная механическая импульсная нагрузка в виде постукивания по поверхности с частотой 1 кГц.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии здесь сильного нелинейного взаимодействия акустических сигналов различной природы: широкополосного шумоподобного сигнала акустической эмиссии и сигнала вибрационного воздействия, который можно считать близким к синусоидальному с частотой Ω, много меньшей характерной частоты АЭ сигнала.

В заключение оценим порядок числа высокочастотных импульсов, попадающих на один период НЧ сигнала, возбуждаемого вибрацией на примере данных, полученных в эксперименте, результаты которого представлены на рис. 8 и 9. Интервал следования коротких импульсов, среди тех, чья амплитуда превышает шумовой порог в 1,5 раза, составлял, в среднем, 5 мс, что в 10 раз меньше, чем период вибрационного воздействия (50 мс). Поэтому можно предполагать, что низкочастотная вибрация периодически интенсифицирует АЭ, что и приводит к появлению низкочастотной модуляции сигналов АЭ.

Выводы:

Экспериментально зарегистрирован эффект модуляции акустоэмиссионного сигнала (рост числа импульсов, превышающих пороговое значение, общего счета событий и их энергетический параметр) при наложении на статическую нагрузку низкочастотной вибрации. Модуляция может быть следствием дополнительной активизации зарождающихся дефектов под действием вибрации.

Выделяемые методом детектирования модуляционные частоты могут нести информацию о АЭ процессе, вызванном наличием в образце дефектов. При этом значение амплитуд гармоник, регистрируемых на выходе демодулятора, может не только быть индикатором существования самого акустоэмиссионного процесса, но и служить показателем его развитости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. Ред. В.В. Клюева. Т.7 в 2 кн. Кн.1; В.И. Иванов, И.Э. Власов. Метод акустической эмиссии. М.: Машиностроение, 2005, 340 с.
2. Казаков В.В., Сутин А.М. использование эффекта модуляции ультразвука вибрациями для импульсной локации трещин // Акуст. Журн.- 2001.- Т.47, №3.- С.364-369.
3. Зайцев В.Ю., Гусев В.Ю., Назаров В.Е., Кастаньеде Б. Взаимодействие акустических волн с трещинами: упругие и неупругие механизмы нелинейности с различными временными масштабами // Акуст. Журн. Доп. Выпуск. «Геофизика» 2005. Т. 51. С.80-91.
4. Документация к системам акустикоэмиссионным «РАНИС11», http://www.e-mission.ru.
5. Харкевич А.А. Спектры и анализ // М. Физматгиз, 1962, 236 с.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ-КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ИНДИЙ-ГАЛЛИЕВЫХ СПЛАВОВ

Латышева Е.Н.[1)], Пирозерский А.Л.[1)], Чарная Е.В.[1)], Кумзеров Ю.А.[2)], Недбай А.И.[1)]

[1)]Санкт-Петербургский Государственный Университет;
[2)]Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: charnaya@mail.ru

В работе представлены результаты акустических исследований процессов плавления и кристаллизации индий-галлиевых сплавов различного состава, внедренных в пористые стеклянные матрицы со средним диаметром пор 20 нм. Показано, что в зависимости от состава сплава возможна стабилизация в нанопорах β-фазы галлия, которая является метастабильной в объемном сплаве. Обнаружено смещение областей плавления сплавов в порах по сравнению с объемными веществами. Показано, что в случае образования α-фазы галлия область плавления становится более широкой по сравнении с объемным сплавом, тогда как для β-фазы она сужается. При этом зависимость ширины области плавления от состава сплава имеет один и тот же характер для наноструктурированных и объемных сплавов.

1. Введение

Нанокомпозиционные материалы играют все более важную роль в современной науке и технике. Наноструктурирование оказывает существенное влияние как на различные физические свойства материалов, так и на особенности протекания различных физических процессов в них, в частности, на характеристики фазовых переходов. Важный класс наноструктурированных материалов представляют нанокомпозиты, получаемые путем внедрения различных веществ в нанопористые силикатные матрицы – пористые стекла, синтетические опалы, молекулярные сита и другие. Исследования агрегатных фазовых переходов, в том числе фазовых переходов плавление-кристаллизация в условиях ограниченной геометрии проводятся уже в течение длительного времени. Изучались различные типы материалов – суперионики, сегнетоэлектрики, полупроводники, металлы и их сплавы, органические и неорганические жидкости (см. работы [1-7] и ссылки в них). Исследования проводились с использованием различных методов – калориметрии, ЯМР, рентгеноструктурного и рентгенофазового анализа и акустических методов. Акустические методы имеют ряд преимуществ, связанных с относительной простотой используемого оборудования, возможностью проведения измерений в различных температурных режимах, быстротой получения данных при фиксированных условиях, и высокой точностью измерений [6-10].

Проведенные исследования выявили ряд общих особенностей протекания процессов плавления и кристаллизации в условиях наноконфайнмента. В частности, было обнаружено существенное понижение температур плавления и кристаллизации, размытие фазовых переходов и температурный гистерезис, проявляющийся в смещении интервала кристаллизации в сторону низких температур относительно интервала плавления. Для некоторых материалов, внедренных в пористые матрицы, были выявлены специфические особенности. Так для галлия переход плавление-кристаллизация имел ступенчатый характер из-за образования в нанопорах нескольких кристаллических фаз [11-14]. Результаты [1,10], полученные для олова и ртути, свидетельствуют о формировании слоя жидкого металла на поверхности твердых частиц при плавлении. Исследования плавления и кристаллизации индия в синтетической опаловой матрице [9] выявили существенное влияние фактора заполнения пор на температуру плавления наночастиц.

Следует отметить, что, в отличие от чистых металлов, процессы плавления и кристаллизации сплавов в условиях наноконфайнмента практически не изучены, за

исключением сплавов индия и галлия с составом, близким к эвтектическому, в пористом стекле с диаметром пор 8 нм, и сплава состава 88 ат.% Ga и 12 ат.% Sn, внедренного в поры синтетического опала [15-17].

В настоящей работе приводятся результаты акустических исследований плавления и кристализации индий-галлиевых сплавов различного состава в пористом стекле со средним диаметром пор 20 нм.

2. Образцы и эксперимент

Образцы нанокомпозитов были получены путем заполнения пористых стеклянных матриц галлий-индиевыми расплавами различного состава под высоким давлением (~ 9 кбар). Средний диаметр пор в пористом стекле составлял 20 нм. Сплавы галлия с индием имели следующие составы: 85 ат.% Ga и 15 ат.% In, 91 ат.% Ga и 9 ат.% In, 94 ат.% Ga и 6 ат.% In, 96 ат.% Ga и 4 ат.% In.

Экспериментальные исследования акустических свойств нанокомпозитов проводились импульсно-фазовым методом. Так как образцы представляли собой сильно поглощающие среды, использовался одноимпульсный вариант акустического тракта [18], при котором производится сравнение разности фаз прошедшего один раз через исследуемый образец и отраженного от передней грани образца сигналов на фиксированной частоте. Измерения проводились на продольных волнах на частоте 7 МГц. В качестве пьезопреобразователей использовались пластинки ниобата лития Y+36º среза. Акустический контакт образца со звукопроводами осуществлялся с использованием вакуумной смазки Apiezon N.

Были проведены измерения температурной зависимости относительного изменения скорости ультразвука $\Delta v/v_0 = (v - v_0)/v_0$, где v_0 – скорость ультразвука при комнатной температуре. Для каждого образца измерения проводились в таком диапазоне температур, который включал в себя области плавления как объемного сплава, так и сплава, введенного в поры. Измерения проводились в режиме непрерывного изменения температуры со скоростью примерно 0.5 К/мин.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Температурные зависимости изменения скорости продольных ультразвуковых волн в исследуемых образцах для полных циклов охлаждение-нагрев приведены на Рис. 1. Температурные циклы соответствовали охлаждению от температуры примерно 300 К, при которой сплавы в порах находились в жидком состоянии, до температур порядка 140–160 К, и последующему нагреву до температуры около 310 К. На кривых нагрева и охлаждения наблюдались области сильного нелинейного изменения скорости, которые обусловлены фазовыми переходами плавление и кристаллизация сплавов в порах. Границы этих областей соответствуют началу и окончанию фазовых переходов. Для всех сплавов, кроме, возможно, сплава с концентраций индия 6%, наименьшая достигнутая в полном цикле температура была несколько ниже температуры полного окончания кристаллизации.

Температурные зависимости скорости, полученные при охлаждении и нагреве, различаются и характеризуются петлей гистерезиса. Для сплава с концентрацией индия 4 ат.% петля имела простой характер. Кристаллизация сплава в порах начиналась при температуре 278 К, а заканчивалась при ~230 К, что подтверждается совпадением ветвей нагрева и плавления в области 140–215 К. Плавление начиналось при температуре около 267 К и заканчивалось при 295 К.

Для сплава с концентрацией индия 6 ат.% также наблюдалась простая петля гистерезиса, однако участок обратимости отсутствовал. Вероятно, подобная зависимость скорости ультразвука от температуры связана с тем, что ниже основной области кристаллизации (273–235 К), соответствующей образованию α-фазы галлия, в интервале температур 235–150 К, происходит частичная кристаллизация небольшой

доли сплава с образованием β-фазы. Из-за малости этой доли на кривой нагрева не наблюдается соответствующей аномалии. Основная часть сплава с α-фазой галлия плавится в температурном интервале 268–293 К.

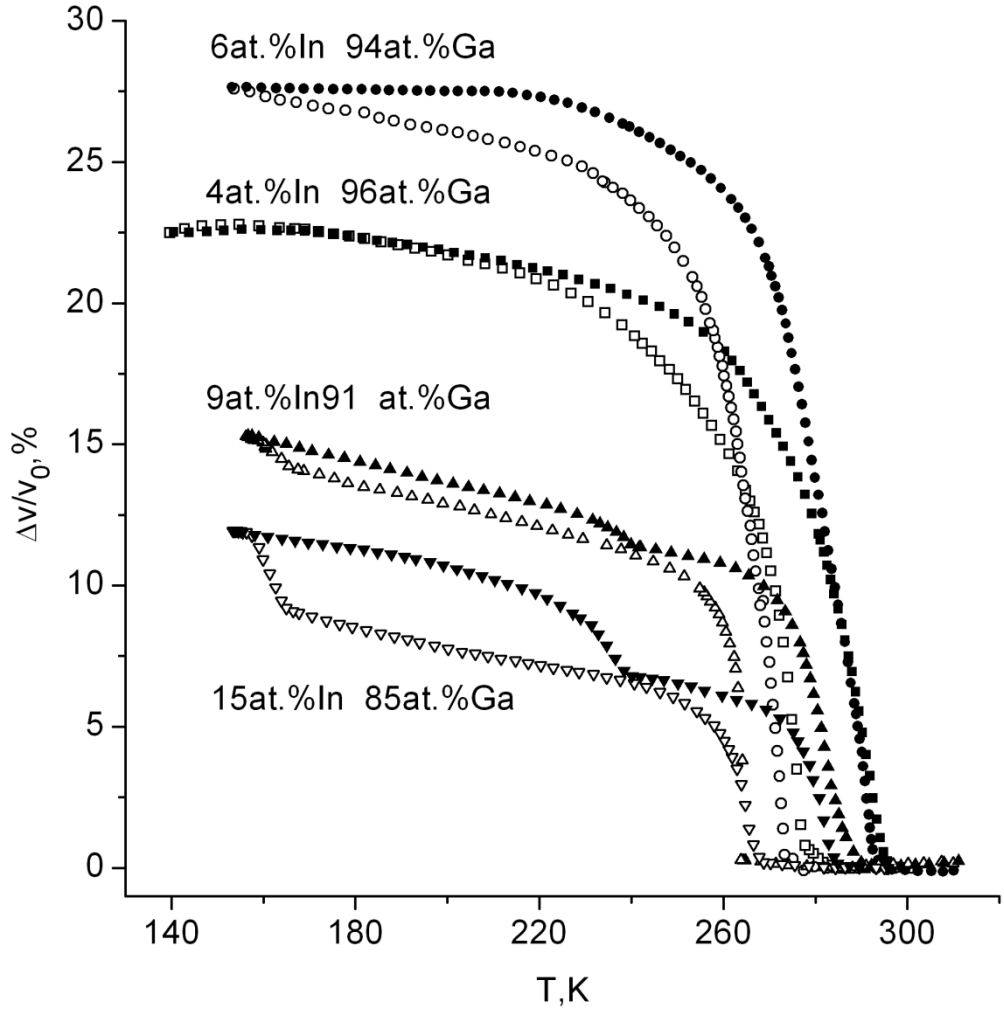


Рис. 1. Температурные зависимости относительного изменения скорости продольных ультразвуковых волн для сплавов индия и галлия различного состава, введенных в нанопоры. Состав сплавов указан на графике. Светлые символы – охлаждение, темные – нагрев.

Для сплавов с концентрациями индия 9 ат.% и 15 ат.% наблюдается сложная двойная петля гистерезиса. Учитывая, что по данным ртутной порометрии в пористом стекле, на основе которого были приготовлены образцы, отсутствует бимодальное распределение пор по размерам, появление двойной петли гистерезиса естественно объясняется тем, что затвердевание сплава в порах происходит в два этапа с образованием двух различные кристаллические фаз галлия (α- и β-фазы). Измерения температурных зависимостей изменения скорости ультразвуковых волн были проведены несколько раз для каждого из образцов. Результаты экспериментов воспроизводились с хорошей точностью. Воспроизводимость результатов для полных циклов позволяет утверждать о том, что метастабильная в объемном образце β-модификация галлия становится стабильной в условиях ограниченной геометрии.

Дополнительно были проведены измерения относительного изменения скорости ультразвука для частичных циклов охлаждение-нагрев, когда температурный режим меняется на нагрев или охлаждение до полного окончания процессов кристаллизации или плавления соответственно (Рис. 2). Характер необратимости процессов плавления

и кристаллизации зависел от точки, в которой происходила смена температурного режима. На Рис. 2а показан частичный цикл для сплава с содержанием In 4 ат.% в случае, когда смена температурного режима с охлаждения на нагрев производилась до полного окончания кристаллизации сплава в порах. Видно, что при охлаждении от температуры 300 К, ветвь охлаждения совпадает с ветвью охлаждения для полного цикла, в то время как ветвь нагрева выходит на кривую нагрева для полного цикла постепенно. Случай смены режима нагрева на охлаждение при температуре, когда сплав в порах расплавился не полностью, показан на Рис. 2б для сплава с содержанием In 6 ат.%. В данном эксперименте образец был предварительно охлажден

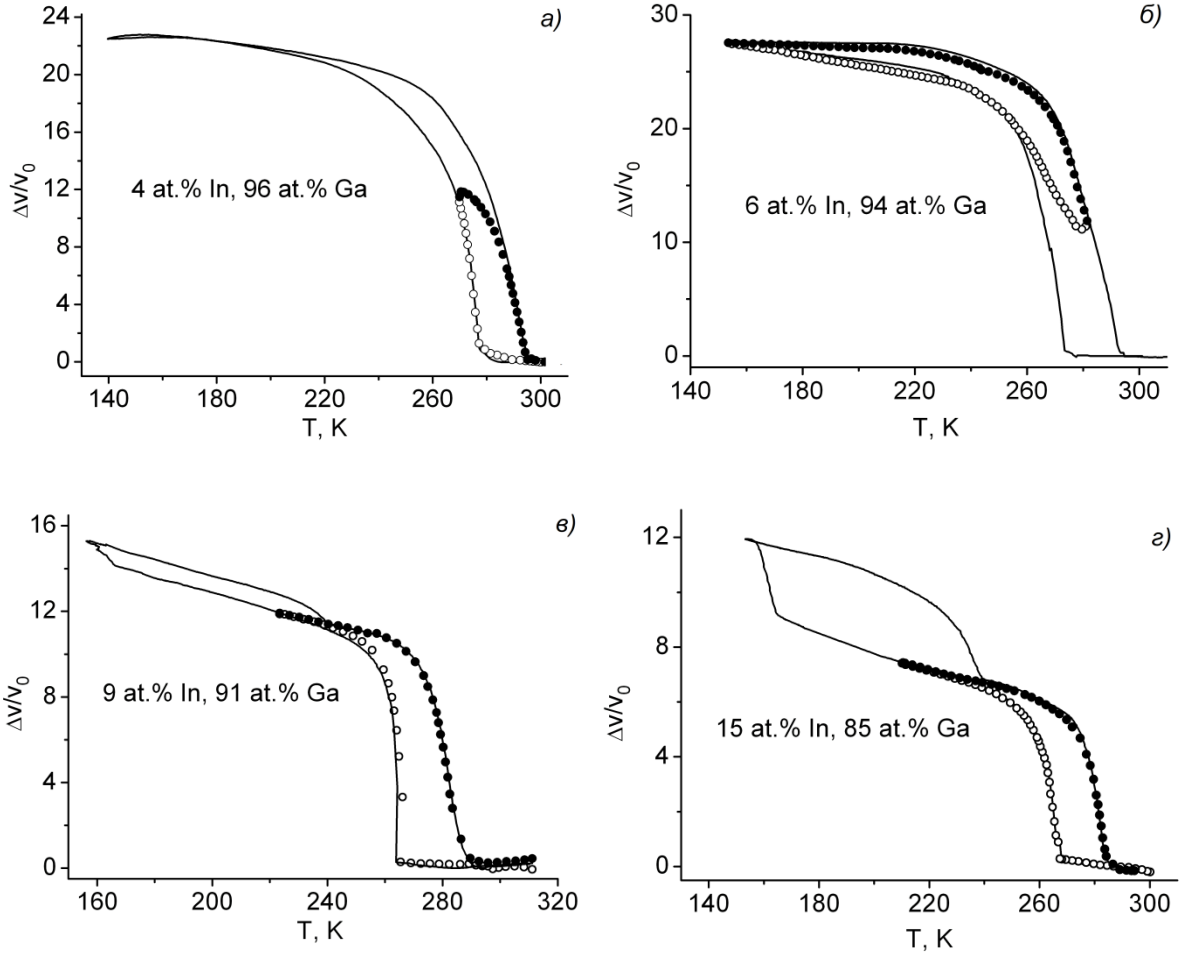


Рис. 2. Температурные зависимости относительного изменения скорости продольных ультразвуковых волн для неполных циклов охлаждение-нагрев. Светлые символы – охлаждение, темные – нагрев. Линией показаны полные циклы. Состав сплавов указан на рисунках.

до температуры 150 К (не показано на рисунке). Видно, что кривая нагрева до момента смены температурного режима также хорошо соответствует кривой нагрева для полного цикла. Однако процесс кристаллизации сплава начинается раньше кристаллизации для полного цикла, что можно объяснить присутствием центров кристаллизации, так как сплав был не полностью в расплавленном состоянии. В конце процесса кристаллизации ветвь охлаждения для частичного цикла выходит на кривую охлаждения для полного цикла. Для сплавов, в которых процессы плавления и кристаллизации происходят в два этапа (Рис. 2в,г), существует интервал обратимости на температурной зависимости скорости ультразвука. Этот факт можно объяснить следующим образом. По всей вероятности, в пористом стекле существуют поры, в

которых галлий кристаллизуется предпочтительно в β-фазу. Если смена температурного режима с охлаждения на нагрев производится на том этапе, когда кристаллизация сплава в этих порах еще не началась, а сплав в остальных порах уже кристаллизовался с образованием α-модификации галлия, то в некотором температурном интервале до начала плавления α-фазы в системе не происходит фазовых превращений, что и проявляется в наличии интервала обратимости.

На графиках температурных зависимостей относительного изменения скорости ультразвуковых волн в образцах видно, что процесс плавления заметно размыт по температуре. Наличие размытия процессов плавления по температуре объясняется видом фазовой диаграммы системы In-Ga. Фазовая диаграмма системы In-Ga для объемных сплавов относится к эвтектическому типу [19] с температурой солидуса около 289 К и эвтектической точкой при концентрации индия 14.2 ат.% (Рис. 3). Ниже температуры солидуса образуется смесь из чистого галлия α-модификации и твердого раствора, состоящего почти полностью из индия с небольшой примесью галлия и имеющего структуру чистого индия. Однако при переохлаждении сплава возможно образование метастабильной в объемном веществе β-фазы галлия [19]. Фазовая диаграмма в случае образования метастабильной β-фазы галлия также относится к эвтектическому типу и показана на Рис. 3. Температура солидуса для нее существенно ниже и составляет примерно 244.5 К, эвтектической точке соответствует концентрация 6.2 ат.% индия в сплаве.

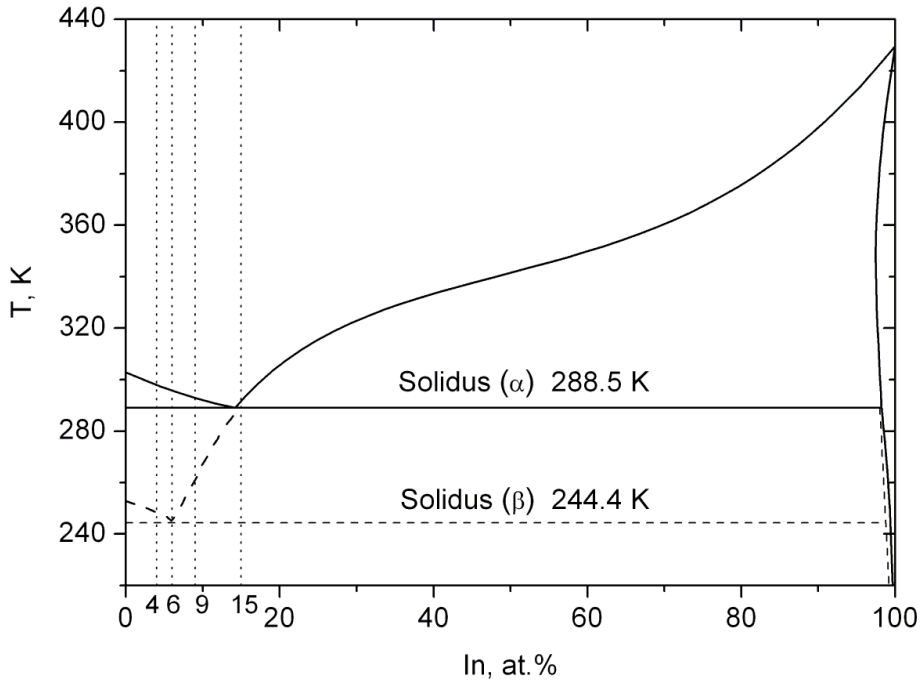


Рис. 3. Фазовая диаграмма системы In-Ga при образовании β-модификации Ga. Вертикальными пунктирными линиями отмечены составы сплавов в исследуемых образцах.

На Рис. 4 представлены интервалы плавления для всех исследуемых сплавов как в объемном образце (по данным фазовой диаграммы), так и в условиях ограниченной геометрии. Для всех образцов наблюдался сдвиг интервала плавления сплава в порах в сравнении с объемным образцом в сторону низких температур, что подтверждается предсказаниями существующих теоретических моделей плавления малых частиц [20]. Видно, что для α-фазы галлия интервал плавления значительно уширяется в сравнении с интервалом плавления для объемного образца, в то время как для β-фазы интервал плавления становится более узким. При этом следует отметить, что ширина интервала

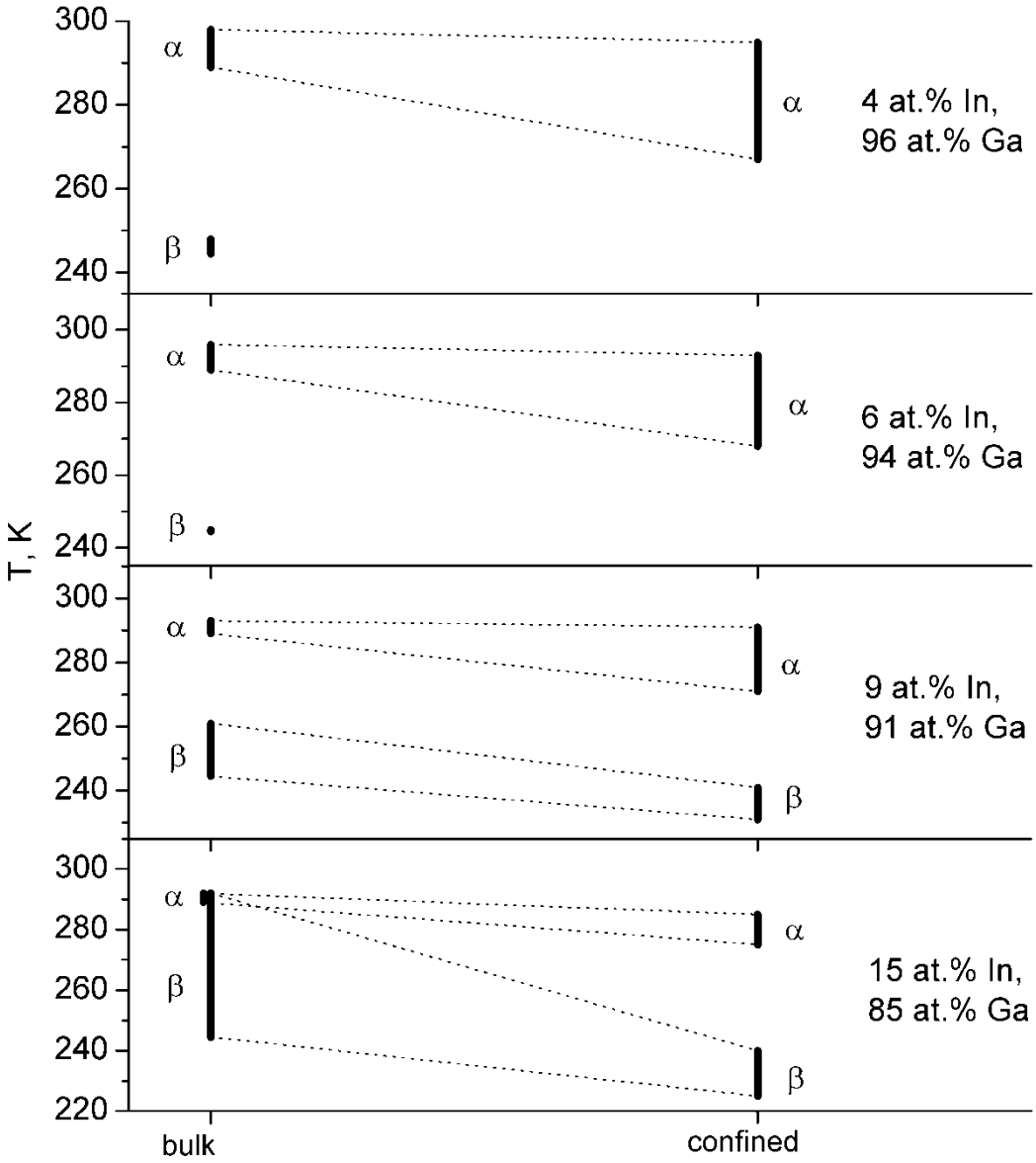


Рис. 4. Интервалы плавления объемных сплавов In-Ga различного состава и сплавов, введенных в поры широкопористого стекла.

плавления сплава в порах зависела от состава сплава аналогично зависимости в объемных образцах – чем шире интервал плавления объемного сплава, тем шире интервал плавления и сплава, введенного в поры.

Работа выполнена при финансовой поддержке СПбГУ (Гранты 11.38.69.2012, 11.0.62.2010).

СПИСОКЛИТЕРАТУРЫ

1. CharnayaE.V., Tien C., LeeM.K., KumzerovYu.A. MR studies of metallic tincon fined within porous matrices // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. № 14.P. 144101.
2. Christenson H.K. Confinement effects on freezing and melting // J. Phys.: Condens. Matter. 2001. V. 13. № 11. P. R95-R133.
3. Petrov O.V., Furó I. NMR cryoporometry: Principles, applications and potential // Progr. in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy. 2009. V. 54. № 2. P. 97-122.
4. Tien C., Charnaya E.V., Lee M.K., Baryshnikov S.V., Sun S.Y., Michel D., Böhlmann W. Coexistence of melted and ferroelectric states in sodium nitrite within mesoporous sieves // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. № 10.P. 104105.

5. Xu Q., Sharp I.D., Yuan C.W. идр. Large melting-point hysteresis of Ge nanocrystals embedded in SiO2 // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. № 15. P. 155701.
6. Чарная. Е.В. Акустические исследования фазовых переходов в кристаллах и нанокомпозитах // Акустический журнал. 2008. Т. 54. № 6. С. 926-938.
7. Барышников С.В., Борисов Б.Ф., Гартвик А.В., Горчаков А.Г., Чарная Е.В., Бельман В., Михель Д. Акустические исследования плавления и кристаллизации нанокристаллов нитрита натрия в порах мезопористых силикатных матриц // Акустический журнал. 2009. Т. 55. № 1. С. 32-38.
8. Borisov B.F., Charnaya E.V., Baryshnikov S.V., Pirozerskii A.L., Bugaev A.S., Tien C., Lee M.K., Michel D. Ferroelastic phase transition in LiCsSO4 embedded into molecular sieves // Phys. Lett. A. 2010. V. 375. № 2. P. 183-186.
9. Borisov B.F., Gartvik A.V., Charnaya E.V., Kumzerov Yu. A. The effect of melting and crystallization of indium within pores on properties of photonic crystals at different pore fillings // Acoustical Physics. 2009. V. 55. № 6. P. 816-820.
10. Charnaya E.V., Plotnikov P.G., Michel D., Tien C., Borisov B.F., Sorina I.G., Martynova E.I.. Acoustic studies of melting and freezing for mercury embedded into Vycor glass // Physica B. 2001. V. 299. № 1-2. P. 56-63.
11. Charnaya E.V., Loeser T., Michel D., Tien C., Yaskov D., Kumzerov Yu.A. Spin-lattice relaxation enhancement in liquid gallium confined within nanoporous matrices // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 9.P. 097602.
12. Charnaya E.V., Tien C., Kumzerov Yu.A., Fokin A.V. Influence of confined geometry on nuclear spin relaxation and self-diffusion in liquid indium // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. № 5.P. 052201.
13. Lee M.K., Tien C., Charnaya E.V., Sheu H.-S., Kumzerov Yu.A. Structural variations in nanosized confined gallium // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. № 13-14. P. 1570-1573.
14. Borisov B.F., Charnaya E.V., Gartvik A.V., Tien C., Kumzerov Yu.A., Lavrentev V.K. Peculiarities of gallium crystallization in confined geometry // ФТТ, 2004, Т. 46. № 12. С. 2210–2215.
15. Чарная Е. В., Пирозерский А. Л., Латышева Е. Н., Недбай А. И., Бугаев А. С., Кумзеров Ю. А. , Самойлович М. И., Tien C., Lee M. K.. Акустические и ЯМР исследования многофазности галлиевых эвтектических сплавов в составе нанокомпозитов // Наноинженерия, материалы IV Международной научно-технической конференции, 2011, С. 475-481.
16. Пирозерский А.Л., Чарная Е. В., Латышева Е. Н., Недбай А. И., Кумзеров Ю. А., Самойлович М. И. . Акустические исследования плавления и кристаллизации галлиевых эвтектик в нанокомпозитах на основе пористых стекол и опалов // Сборник трудов научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества», 2011, Т. 1. С. 28-31.
17. Пирозерский А.Л., Чарная Е. В., Латышева Е. Н., Недбай А. И., Кумзеров Ю. А., Бугаев А. С. . Акустические исследования плавления и кристаллизации индий-галлиевого сплава в пористом стекле // Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 5. С. 618-622.
18. Гитис М.Б., Михайлов И. Г., Шутилов В. А.. //Акустический журнал, 1969, 15, 28.
19. Anderson T.J., Ansara I. The Ga-In (gallium-indium) system // Journal of Phase Equilibria. 1991. V. 12. № 1. P. 64-72.
20. Нагаев Э.Л. Малые металлические частицы // УФН. 1992. Т. 162. № 9. С. 49-124.

МОДУЛЬ СДВИГА И ДИНАМИЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ ВОДЫ ПРИ МАЛЫХ ГРАДИЕНТАХ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ

Дембелова Т.С., Макарова Д.Н., Бадмаев Б.Б., Бадархаев Б.В.

Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ
E-mail: dagzama@mail.ru, lmf@ipms.bscnet.ru

Экспериментально установлено, что с увеличением амплитуды сдвиговой деформации действительный модуль сдвига и эффективная вязкость уменьшаются. Измерения, проведенные при малых градиентах скорости течения жидкости, показали, что по мере уменьшения скорости течения вязкость жидкости растет, что, вероятно, связано со структурированием жидкости.

В работах [1-3] впервые было показано, что жидкости независимо от полярности и вязкости обладает комплексной сдвиговой упругостью при частоте сдвиговых колебаний порядка 10^5 Гц. Дальнейшее всестороннее исследование [4-8] показали, что низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей является их объемным свойством. Наличие низкочастотной сдвиговой упругости жидкостей было обнаружено акустическим резонансным методом с применением пьезокварцевого кристалла X – 18,5° среза в виде прямоугольного бруска, с резонансной частотой 74 кГц. Грань, колеблющаяся на основной резонансной частоте в собственной плоскости, соприкасается на одном конце с прослойкой жидкости, накрытой кварцевой накладкой. При тангенциальных смещениях пьезокварца прослойка жидкости будет испытывать деформации сдвига, а накладка при этом покоится. Выбор среза X–18,5° обусловлен тем, что у него коэффициент Пуассона равен нулю. Поэтому при сдвиговых деформациях данного пьезокварца прослойка жидкости испытывает чисто сдвиговые деформации. В зависимости от толщины прослойки жидкости изменяются параметры резонансной кривой пьезокварца. Если прослойка жидкости обладает сдвиговой упругостью, то резонансная частота будет возрастать. В случае, если бы в прослойке действовали только диссипативные вязкие силы, то резонансная частота должна уменьшаться. Из теории метода [9] для действительной и мнимой частей комплексного модуля сдвига жидкости получаются следующие расчетные формулы:

$$G' = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f' H}{S}, \qquad G'' = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f'' H}{S} \tag{1}$$

где M – масса пьезокварца, равная 6,24 г., $\Delta f'$– сдвиг резонансной частоты пьезокварца, $\Delta f''$ – изменение полуширины резонансной кривой пьезокварца (мнимый сдвиг частоты), f_o – его собственная резонансная частота, H – толщина прослойки жидкостиS = 0,2 см^2 – площадь основания накладки.

Тангенс угла механических потерь рассчитывается по следующей формуле:

$$tg\theta = \frac{G''}{G'} = \frac{\Delta f''}{\Delta f'}. \tag{2}$$

В работе [10] получены экспериментальные зависимости действительного и мнимого сдвигов частот от обратной величины толщины жидкой прослойки для воды и гликолей. Эти зависимости оказались линейными, что согласно выражению (1) означает наличие у исследованных жидкостей комплексной сдвиговой упругости при частоте колебания 74 кГц. Расчет по формулам (1) и (2) для модуля сдвига и тангенса угла механических потерь дают значения G'=0,31·10^6 дин/см^2, tgθ=0,24 для воды и G'=1,46·10^6 дин/см^2, tgθ=0,31 для диэтиленгликоля.

Интересные результаты получены при исследовании сдвиговой упругости жидкостей в зависимости от амплитуды колебания пьезокварца [11,12]. Исследования показали, что при малых углах сдвига наблюдается область линейной упругости

(гуковская область), когда напряжение в прослойке жидкости оказывается пропорциональным величине деформации. При дальнейшем увеличении угла сдвига модуль упругости начинает уменьшаться, а мнимый модуль, оставаясь постоянным при малых углах, проходит через максимум. При этом максимум мнимого модуля соответствует точке перегиба на кривой зависимости действительного модуля сдвига. Эти результаты можно объяснить следующим образом. Предполагается, что жидкость обладает развитой кластерной структурой, и она при малых углах сдвига остается неизменной, т.е. наблюдается гуковская область. Однако при некотором критическом напряжении сдвига равновесная структура (кластер) начинает разрушаться, что ведет к уменьшению действительного модуля сдвига. Если по реологической модели Максвелла рассчитать эффективную вязкость $\eta_{эф} = \frac{G'(1+tg^2\theta)}{\omega tg\theta}$, то оказывается, что при малых углах деформации вязкость намного больше табличной вязкости. Так для диэтиленгликоля и воды эффективная вязкость оказалась равным соответственно 10,7 П и 2,42 П. При дальнейшем увеличении угла сдвига эффективная вязкость уменьшается, асимптотически приближаясь к значениям табличной вязкости. Из этого предположено, что табличная вязкость характеризует вязкость жидкости с разрушенной пространственной структурой, соответствующей ламинарному течению в обычных вискозиметрах. Поэтому возможность прямого измерения вязкости жидкости с неразрушенной равновесной структурой представляет большой интерес. С этой целью была сконструирована установка (Рис.1) по измерению вязкости жидкостей при предельно малых градиентах скорости течения, когда можно было ожидать, что при элементарных актах вязкого течения структура жидкости мало изменяется.

Исследуемая жидкость перетекает из сосуда 2 в сосуд 3 по длинному капилляру 1 под действием создаваемой в них разности уровней, причем сечение первого сосуда примерно в 100 раз меньше второго, что позволяет пренебречь изменением уровня во

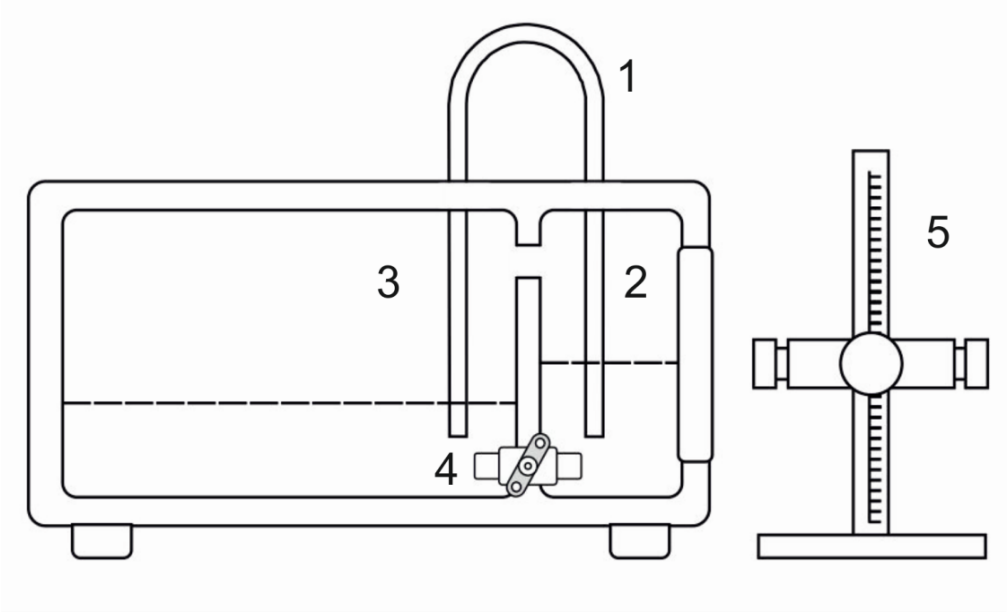


Рис.1. Принципиальная схема установки для измерения вязкости: 1 – капилляр, 2 и 3 – сосуды с жидкостью, 4 – кран для выравнивания уровней, 5 – катетометр.

втором сосуде. Кроме того, оба сосуда сообщаются широкой стеклянной трубкой с краном 4, при помощи которого уровни жидкостей в сосудах можно выравнивать. Сосуды герметично закрываются и между собой имеют воздушное сообщение. Изменение уровня жидкости в малом сосуде измерялось вертикальным катетометром с точностью до 0,1 мкм. Такая точность достигалась увеличением дифракционной

картины от границы мениск жидкости – воздух. Установка располагается на специальном фундаменте, изолированном от пола здания, чтобы исключить возможные вибрации установки.

Зависимость между разностью уровней в сосудах и временем, когда исследуемая жидкость перетекает по капилляру из одного сосуда в другой можно получить, воспользовав шись законом Пуазейля:

$$V = \frac{\pi r^2 \Delta p}{8 l \eta} t \qquad (3)$$

где V – объем жидкости, вытекающей из капилляра за время t, r – радиус капилляра, l – его длина, Δp – движущая разность давлений, η - вязкость жидкости.

Можно показать, что между разностью уровней ΔH в сосудах и временем t существует следующая зависимость:

$$\ln \frac{\Delta H_o}{\Delta H} = \frac{\pi r^4 \rho g}{8 S l \eta} t \ , \qquad (4)$$

где ΔH_o – начальная разность уровней, ρ – плотность жидкости, S– площадь сечения малого сосуда, из которого вытекает жидкость.

Из выражения (4) следует, что если вязкость жидкости при любой разности давлений, или при всех градиентах скорости течения остается постоянной, то зависимость $\ln(\Delta H_o/\Delta H)$ от времени должна быть линейной. Если же при малых градиентах скорости течения вязкость будет повышаться, то соответственно будет наблюдаться отклонение от этой зависимости. Для измерения повышенной вязкости использовался капилляр с внутренним диаметром 0,1 см и длиной 90 см. Площадь сечения малого сосуда составляла 2,5 см^2.

На рис.2 представлена зависимость $\ln(\Delta H_o/\Delta H)$ от времени для воды. Можно видеть, что при больших градиентах скорости течения зависимость линейная. Однако, начиная с определенного значения разности уровней, наблюдается все большее отклонение от линейной зависимости, что свидетельствует о повышении наблюдаемой вязкости, причем при меньших значениях ΔH_o отклонение начинается раньше.

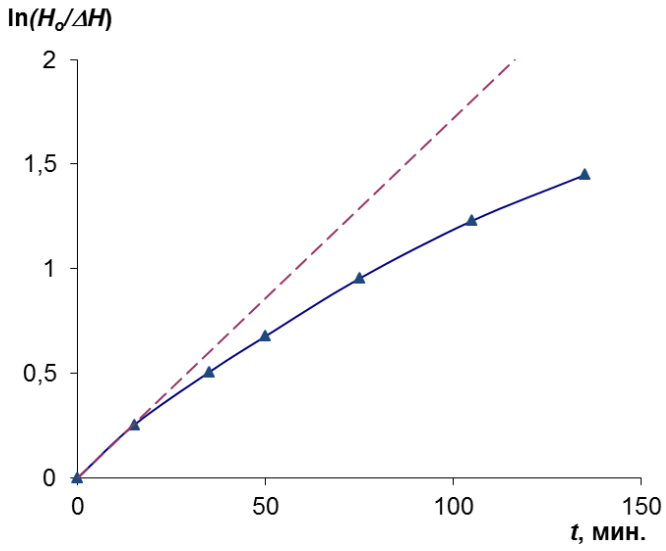


Рис. 2. Зависимость $\ln(\Delta H_o/\Delta H)$ от времени t для воды.

Из формулы (4) видно, что вязкость обратно пропорциональна тангенсу угла наклона кривой зависимости $\ln(\Delta H_o/\Delta H)$ от t и для расчета вязкости можно получить выражение:

$$\eta = \frac{\eta_o \cdot tg\varphi_o}{tg\varphi} \ . \qquad (5)$$

Соответствующий расчет вязкости по тангенсу угла наклона кривой дает для воды значение 0,022 П, тогда как табличная вязкость равна 0,01 П. Вязкость по мере уменьшения градиента скорости течения увеличивается в ~2,2 раза. Аналогичные результаты получены и для других исследованных жидкостей.

Таким образом, исследование показало наличие особой структуры жидкости, подобной тиксотропной структуре коллоидных растворов, в условиях, близких к

покою. В покое устанавливаются временные связи между молекулами или кластерами, приводящие к более упорядоченной структуре с повышенной вязкостью. При механическом воздействии временные зацепления нарушаются, приводя к значениям табличной вязкости, которая относится к жидкости с разрушенной пространственной структурой, соответствующей ламинарному течению жидкостей.

Рассмотренное явление может иметь важное практическое приложение во всех процессах, где преобладают медленные течения, например в грунтоведении и почвоведении, в частности, для объяснения явления морозного пучения грунтов, при процессах фильтрации жидкостей и растворов через искусственные и естественные мембраны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-98012-р_сибирь_а, 12-02-98003- р_сибирь_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Булгадаев А.В. Измерение сдвиговой упругости жидкостей и их граничных слоев резонансным методом // ЖЭТФ. 1966. Т.51. Вып. 4(10). С.969–981.
2. Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Булгадаев А.В. О сдвиговой упругости граничных слоев жидкостей // ДАН СССР. 1965. Т.160. № 4. С.799–803.
3. Базарон У.Б., Дерягин БВ., Булгадаев А.В. Исследование сдвиговой упругости жидкостей и их граничных слоев динамическим методом // ДАН СССР. 1966. Т.166. № 3. С.639–643.
4. Бадмаев Б.Б., Будаев О.Р., Дембелова Т.С. Распространение сдвиговых волн в полимерных жидкостях // Акустический журнал. 1999. Т.45. № 5. С. 610–614.
5. Бадмаев Б.Б., Бальжинов С.А., Дамдинов С.А., Дембелова Т.С. Низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей// Акустический журнал. 2010. Т.56. №5. С.602-605.
6. Макарова Д.Н., Бадмаев Б.Б., Дембелова Т.С., Будаев О.Р., Дамдинов Б.Б. Акустический импедансный метод измерения низкочастотной (105 Гц) сдвиговой упругости жидкостей// Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества. Т. I. – М.:ГЕОС, 2010. С.134-137.
7. Badmaev B.B., Dembelova T.S., Budaev O.R., Damdinov B.B. Shear elasticity of fluids at low frequent shear influence// Ultrasonics. 2006. V.44. P.e1491-e1494.
8. B.Badmaev, T.Dembelova, B.Damdinov, D.Makarova, O.Budaev, Influence of surface wettability on the accuracy of measurement of fluid shear modulus// Colloids and Surfaces A: Physicochem.Eng.Aspects 383 (2011) 90-94.
9. Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Будаев О.Р. Измерение комплексного модуля сдвига жидкостей // ДАН. 1972. Т.205. № 6. С.1326–1329.
10. Бадмаев Б.Б., Занданова К.Т., Будаев О.Р., Дерягин Б.В., Базарон У.Б. Низкочастотный комплексный модуль сдвига воды, этиленгликоля и триэтиленгликоля // ДАН СССР. 1980. Т.254. № 2. С. 381–385.
11. Занданова К.Т., Дерягин Б.В., Будаев О.Р., Базарон У.Б. Комплексный модуль сдвига жидкостей и его зависимость от угла сдвиговой деформации // ДАН. 1974. Т.215. № 2. С.309–312.
12. Бадмаев Б.Б., Базарон У.Б., Будаев О.Р. и др. Исследование низкочастотного комплексного модуля сдвига жидкостей // Коллоидный журнал. 1982. Т.44. № 5. С.841–846.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ВОЗБУЖДАЮЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Теплых А.А.[1] Зайцев Б.Д.[1], Кузнецова И.Е.[2]

[1] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, д. 38, 410019, Саратов,
[2] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, кор.7, 125009, Москва

E-mail: teplykhaa@mail.ru

Разработан метод расчета характеристик акустических колебаний, возникающих в пьезоэлектрическом резонаторе с поперечным возбуждающим электрическим полем. Резонатор представляет собой тонкую пластину из пьезоэлектрического материала, на одну сторону которой нанесены два прямоугольных электрода. Разработанный метод основан на методе конечных элементов и позволяет находить распределение компонент механического смещения в пьезопластине и электрического потенциала в пьезопластине и окружающем ее вакууме при определенной частоте колебаний возбуждающего поля. Кроме того, данный метод позволяет учитывать различные граничные условия на различных областях поверхности пластины, в том числе условие механического демпфирования колебаний. Это позволяет рассчитывать величину реального и мнимого электрического импеданса резонатора в зависимости от частоты. Исследуемый резонатор представлял собой пластину ниобата лития X-среза толщиной 0.5мм, на верхней стороне которой расположены два электрода шириной 5мм, ориентированные таким образом, что возбуждающее поле было направлено вдоль кристаллографической оси Y. Были проведены расчеты при различном расстоянии между электродами, в пределах 1 - 3мм. Показано, что при увеличении расстояния между электродами резонансная частота незначительно увеличивается, и использование демпфирующего покрытия на внешней стороне электродов позволяет существенно повысить добротность резонатора. Полученные результаты находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с разработкой акустоэлектрических датчиков исследователи обращают особое внимание на пьезоэлектрические резонаторы с поперечным возбуждающим электрическим полем. При разработке такого резонатора [1, 2] возникла необходимость расчета его характеристик. Описанный в [3] метод расчета конфигурации электрического поля в пространстве между электродами резонатора позволил дать качественное описание метода возбуждения акустических колебаний неоднородным электрическим полем. В данной работе разработан метод расчета не только электрического поля, но и акустических колебаний, возникающих в резонаторе, представляющем собой тонкую пластину из пьезоэлектрического материала, на одну сторону которой нанесены два прямоугольных электрода. Разработанный метод основан на методе конечных элементов и позволяет находить распределение компонент механического смещения в пьезопластине и электрического потенциала в пьезопластине и окружающем ее вакууме при определенной частоте колебаний возбуждающего поля. Данный метод позволяет учитывать различные граничные условия на различных областях поверхности пластины и, в частности, описывать механическое демпфирование паразитных колебаний, которое было применено в работах [1, 2]. Это позволило рассчитать реальную и мнимую части электрического импеданса резонатора в зависимости от частоты возбуждающего электрического поля.

ЗАДАЧА О ДВУМЕРНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ АКУСТИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПЬЕЗОСРЕДЕ И ВАКУУМЕ

Рассмотрим пластину из пьезоматериала, ограниченную в направлениях x и y (рис. 1). Будем считать, что граничные условия на разных участках поверхности

пластины различаются. Пусть значение переменного во времени электрического потенциала задано на бесконечно тонких электродах *e1* и *e2*. Особые механические граничные условия заданы в областях *d1* и *d2*. Вся остальная поверхность пластины полагается механически и электрически свободной, в направлении оси *z* пластина и электроды полагаются безграничными.

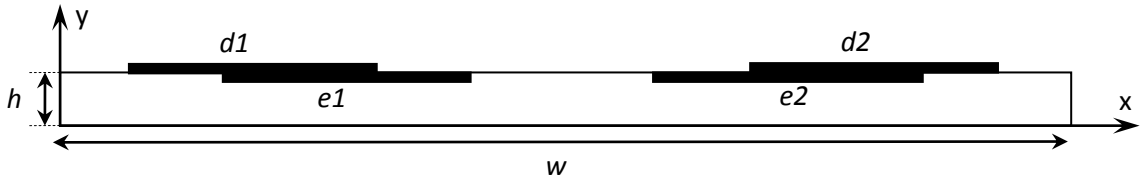


Рис.1. Геометрия задачи

Необходимо найти распределение акустических смещений внутри пластины, а также распределение электрического потенциала внутри пластины и в окружающем ее вакууме.

Как известно, внутри пластины эти распределения должны удовлетворять уравнению движения

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t_2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k}, \tag{1}$$

и уравнению Лапласа для пьезосреды

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \varepsilon_{jk} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} = 0, \tag{2}$$

а вне пластины распределение электрического потенциала φ должно удовлетворять уравнению Лапласа для вакуума.

$$-\varepsilon_0 \nabla^2 \varphi = 0. \tag{3}$$

Здесь ρ - плотность пьезосреды, c_{ijkl} , e_{ijk}, ε_{ij} - тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических констант пьезосреды, ε_0 -диэлектрическая проницаемость вакуума, u_i –компонента механического смещения, индексы i, j, k, l = 1..3. Возбуждающее электрическое поле является переменным и изменяется по гармоническому закону с частотой ω. Поскольку других источников возбуждения колебаний нет и задача линейна, то решение также будет гармоническим. Кроме того, значения переменных не зависят от координаты x_3. Это означает, что справедливы соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega t, \ \frac{\partial}{\partial x_3} = 0,$$

а механическое смещение и электрический потенциал можно представить в виде:

$$\left.\begin{aligned} u_i(x,y,z,t) &= u_i(x,y)\exp(I\omega t) \\ \varphi(x,y,z,t) &= \varphi(x,y)\exp(I\omega t) \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

и, следовательно, (1-3) можно переписать в виде:

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} + \rho\omega^2 u_i = 0 \tag{5}$$

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \varepsilon_{jk} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} = 0 \tag{6}$$

$$-\varepsilon_0 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} \right) = 0 \tag{7}$$

где индексы i, l =1..3, j, k = 1..2. Таким образом, эта задача сводится к системе дифференциальных уравнений

$$L(u_i, \varphi) - f = 0 \qquad (8)$$

где L - дифференциальный оператор, и заключается в том, чтобы найти величины $u_i(x,y)$ и $\varphi(x,y)$, которые удовлетворяют (5-7) при заданной ω. Решить эту задачу можно методом конечных элементов, выводя уравнения для элементов при помощи метода Галеркина. Как показано в [4], применение метода Галеркина, в сочетании с методом конечных элементов, приводит к системе уравнений

$$\int_R W_\beta \left(L(u_i, \varphi) - f \right) dR = 0 \qquad (9)$$

где **R** - двумерная область, в которой нужно получить решение, W_β - система базисных (весовых) функций. Чтобы область **R** была ограниченной, заключим пьезопластину в круглую область большого радиуса и положим на границе этой области φ=0 (рис. 2). Разобьем область решения **R** на N треугольных двумерных элементов. Для элемента E, соответствующего треугольнику с вершинами (X_p, Y_p) – (X_q, Y_q) – (X_r, Y_r) функция элемента будет иметь вид:

$$W_\beta^E = [a_\beta + b_\beta x + c_\beta y] \quad (\beta = p, q, r)$$

или

$$\left.\begin{aligned} W_p^E &= [(X_q Y_r - X_r Y_q) + (Y_q - Y_r)x + (X_r - X_q)y]/2A \\ W_q^E &= [(X_r Y_p - X_p Y_r) + (Y_r - Y_p)x + (X_p - X_r)y]/2A \\ W_r^E &= [(X_p Y_q - X_q Y_p) + (Y_p - Y_q)x + (X_q - X_p)y]/2A \end{aligned}\right\}, \qquad (10)$$

где индексы p, q, r обозначают узлы, образующие элемент E, A - площадь элемента E.

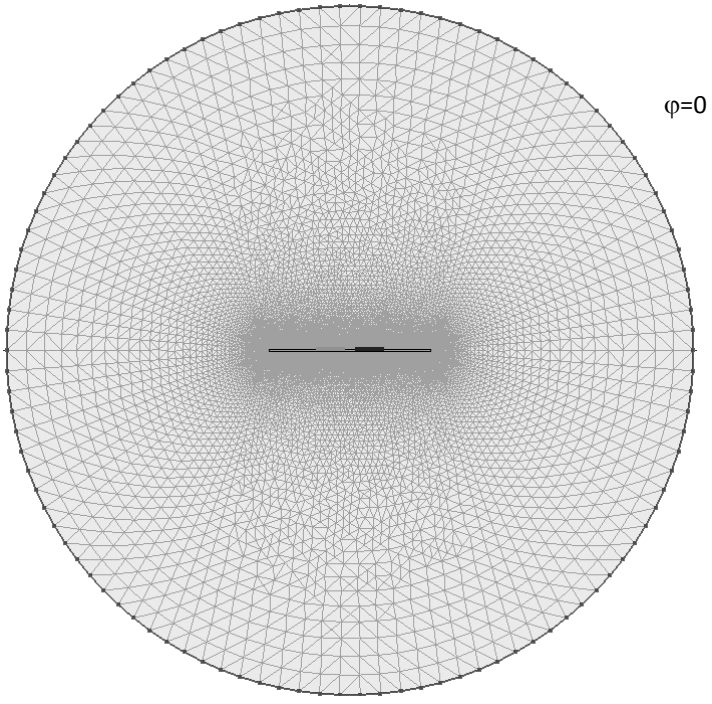


*Рис 2. Общий вид области решения **R** с разбиением на элементы.*

Подставляя (5-7) в (9), запишем систему уравнений, которая должна удовлетворяться внутри каждого элемента E из **R** внутри пластины:

$$\int_E [W]^T \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x}\left(c_{i11l}\frac{\partial u_l}{\partial x} + c_{i12l}\frac{\partial u_l}{\partial y} + e_{1i1}\frac{\partial \varphi}{\partial x} + e_{2i1}\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right) + \\ + \frac{\partial}{\partial y}\left(c_{i21l}\frac{\partial u_l}{\partial x} + c_{i22l}\frac{\partial u_l}{\partial y} + e_{1i2}\frac{\partial \varphi}{\partial x} + e_{2i2}\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right) + \rho\omega^2 u_i \end{pmatrix} dxdy = 0, \quad (11)$$

$$\int_E [W]^T \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x}\left(e_{11l}\frac{\partial u_l}{\partial x} + e_{12l}\frac{\partial u_l}{\partial y} - \varepsilon_{11}\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \varepsilon_{12}\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right) + \\ \frac{\partial}{\partial y}\left(e_{21l}\frac{\partial u_l}{\partial x} + e_{12l}\frac{\partial u_l}{\partial y} - \varepsilon_{21}\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \varepsilon_{22}\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right) \end{pmatrix} dxdy = 0, \quad (12)$$

и в вакууме вне пластины:

$$-\int_E [W]^T \left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{22}\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)\right) dxdy = 0, \quad (13)$$

где T - операция транспонирования, $u_i = W_p U_i^p + W_q U_i^q + W_r U_i^r$, $\varphi = W_p \Phi^p + W_q \Phi^q + W_r \Phi^r$ - интерполяционные полиномы для двумерного треугольного элемента. Использование метода Галеркина требует, чтобы высший порядок производных, встречающихся в (11-13) был не более чем на единицу выше порядка непрерывности применяемых интерполяционных соотношений. По этой причине в уравнения (11-13) должны входить производные порядка не выше первого. Применяя метод понижения порядка производных при помощи интегрирования по частям [5], получаем окончательные уравнения, содержащие только сами неизвестные величины и их первые производные в пластине:

$$\int_E [W]^T \left(\rho\omega^2 u_i\right) dxdy + \int_B [W]^T \left(c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right) n_j dB - \int_E \frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}\left(c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right) dxdy = 0, \quad (14)$$

$$\int_E \left(\frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}\left(e_{jkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right)\right) dxdy - \int_B [W]^T \left(e_{jkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \varepsilon_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right) n_j dB = 0, \quad (15)$$

и в вакууме:

$$\int_E \left(\frac{\partial [W]^T}{\partial x_j}\left(-\varepsilon_0 \delta_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right)\right) dxdy - \int_B [W]^T \left(-\varepsilon_0 \delta_{jk}\frac{\partial \varphi}{\partial x_k}\right) n_j dB = 0. \quad (16)$$

Здесь B - граница элемента E, n_j - внешняя нормаль к границе.

Для того чтобы решение задачи существовало и было единственным, уравнения (14-16) необходимо дополнить граничными условиями. Электрическую часть граничных условий сформулировать легко, т.к. она стандартна для задач такого типа [3]. На границе пьезопластины и вакуума, за исключением регионов *e1* и *e2*, электрические граничные условия заключаются в непрерывности электрического потенциала и нормальной к границе компоненты электрической индукции:

$$\varphi^p = \varphi^v, \quad D_j^p n_j = D_j^v n_j \quad (17)$$

Здесь величины с индексом *p* относятся к пьезопластине, с индексом *v* к вакууму. На внешней границе Γ области **R** потенциал равен нулю, а на двух электродах он задан неравным нулю, равным по модулю, но отличным по знаку. В данной работе использовались значения:

$$\varphi|_\Gamma = 0, \quad \varphi|_{e1} = +1, \quad \varphi|_{e2} = -1. \quad (18)$$

Механические граничные условия сформулировать труднее. В экспериментах с резонатором с поперечным полем [1, 2], часть поверхности пластины над электродами

и вокруг них была покрыта поглощающим лаком. Это было сделано для подавления нежелательных мод колебаний пластины и повышения добротности резонатора. Чтобы отразить этот факт в теоретической модели резонатора, механические граничные условия были сформулированы следующим образом. На поверхности пьезопластины, за исключением регионов *d1* и *d2*, граничное условие заключаются в отсутствии нормальных компонент механического напряжения:

$$T_{ij}n_j = 0\,. \qquad (19)$$

В регионах d1 и d2, где нанесено демпфирующее покрытие, граничное условие записывается в виде:

$$T_{ij}n_j = i\omega Z_{ij}u_j \qquad (20)$$

где T_{ij} - тензор механических напряжений пьезопластины, n_j - нормаль к поверхности, ω - частота, Z_{ij} - акустический импеданс покрытия, u_j - механическое смещение. Данное условие получено как обобщение известного соотношения [6]

$$p = Zv, \qquad (21)$$

где p - акустическое давление, v - колебательная скорость, для газовых и жидких сред на анизотропные твердые тела. При $Z_{ij}\to 0$ это условие переходит в условие свободной поверхности $T_{ij}n_j = 0$, а при $Z_{ij}\to\infty$ это условие переходит в условие жестко закрепленной поверхности $u_j = 0$. В рассматриваемом случае $Z_{ij} = Z\delta_{ij}$, где Z – акустический импеданс лака.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ХАРАКТЕРИСТИК ПЬЕЗОРЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ВОЗБУЖДАЮЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Для сравнения результатов теории и эксперимента были использованы следующие характеристики резонатора. Резонатор представляет собой пластину X среза ниобата лития, материальные константы взяты из [7]. Толщина пластины h=0.5мм, ширина w=18мм (рис. 1). На верхнюю поверхность пластины нанесены два электрода *e1*, *e2* шириной 5мм, зазор между электродами изменялся от 1 до 3мм с шагом 1мм. Кроме того, на верхнюю поверхность пластины в области *d1* и *d2* нанесено демпфирующее покрытие, ширина областей *d1* и *d2* равна 5мм, зазор между ними изменялся от 2 до 4мм. Внешняя граница задачи представлена окружностью радиуса 50мм.

Для сравнения с экспериментальными результатами, были проведены расчеты распределения акустического поля и электрического потенциала в диапазоне f=6-7МГц. Пример распределения для зазора 1мм и частоты 6 МГц представлен на рис. 3.

Хорошо видно, что акустические колебания максимальной амплитуды локализованы в зазоре между электродами. Эти колебания соответствуют продольной акустической волне, распространяющейся в вертикальном направлении и резонирующей между сторонами пластины. Именно эта волна и является причиной глубокого резонанса на частотных зависимостях реальной и мнимой частей электрического импеданса [1, 2]. Видно также, что апертура этой волны несколько шире зазора между электродами, и на этот факт было обращено внимание в работах [1, 2]. Кроме того отчетливо видно, что в зазоре между электродами возбуждается поперечно-горизонтальная волна 1 порядка, которая распространяется в обоих направлениях вдоль оси Y. Очевидно, что поглощающее покрытие вызывает существенное затухание этих волн по мере их распространения и подавляет их резонанс от боковых граней. Видно также, что распределение электрического поля под электродами не является однородным. Этот вывод противоречит результату из [3] и показывает, что при подобных расчетах необходимо учитывать пьезоэффект.

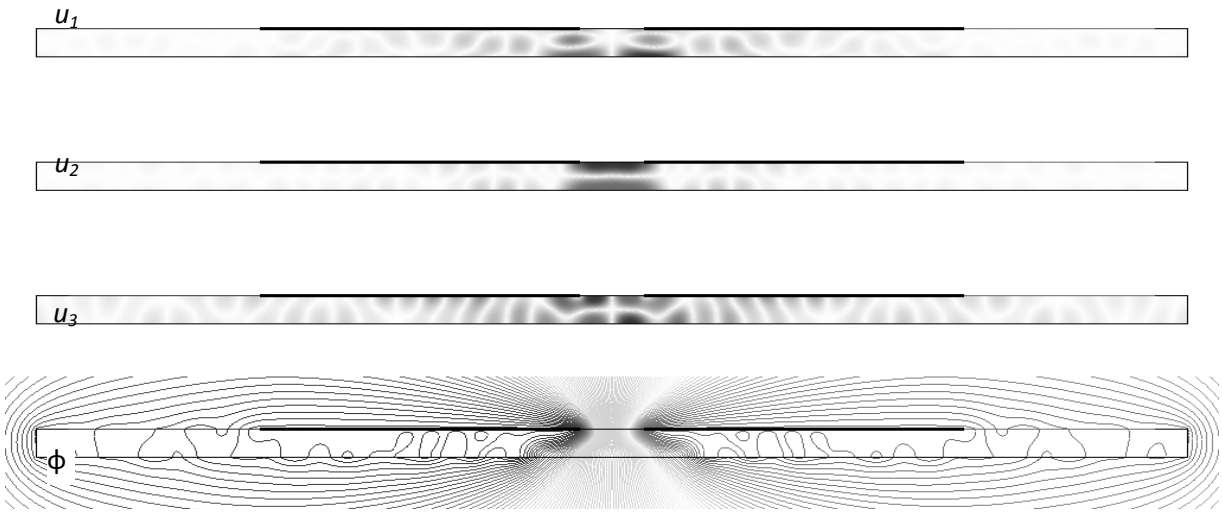


Рис. 3. Распределение компонент механических смещений и электрического потенциала внутри пьезопластины ниобата лития при ее возбуждении поперечным электрическим полем.

Поскольку вышеописанный метод расчета позволяет находить распределение всех переменных и их производных на любой заданной частоте, оказалось возможным построить зависимости электрического импеданса данного резонатора от частоты и сравнить их с экспериментом. На рис. 4, 5, 6 показаны рассчитанные и измеренные значения реальной и мнимой частей импеданса при различной величине зазора между электродами. Расчетное значение импеданса вычислялось по формуле

$$Z = (\varphi_2 - \varphi_1) / J \,, \tag{22}$$

где $\varphi_2 - \varphi_1$ - разность потенциалов между электродами, J - ток смещения:

$$J = \int_S \frac{\partial D}{\partial t} ds \,, \tag{23}$$

интеграл берется по верхней и нижней поверхности электрода. Экспериментальные зависимости реальной и мнимой частей импеданса были получены ранее в ходе выполнения экспериментальных работ [2].

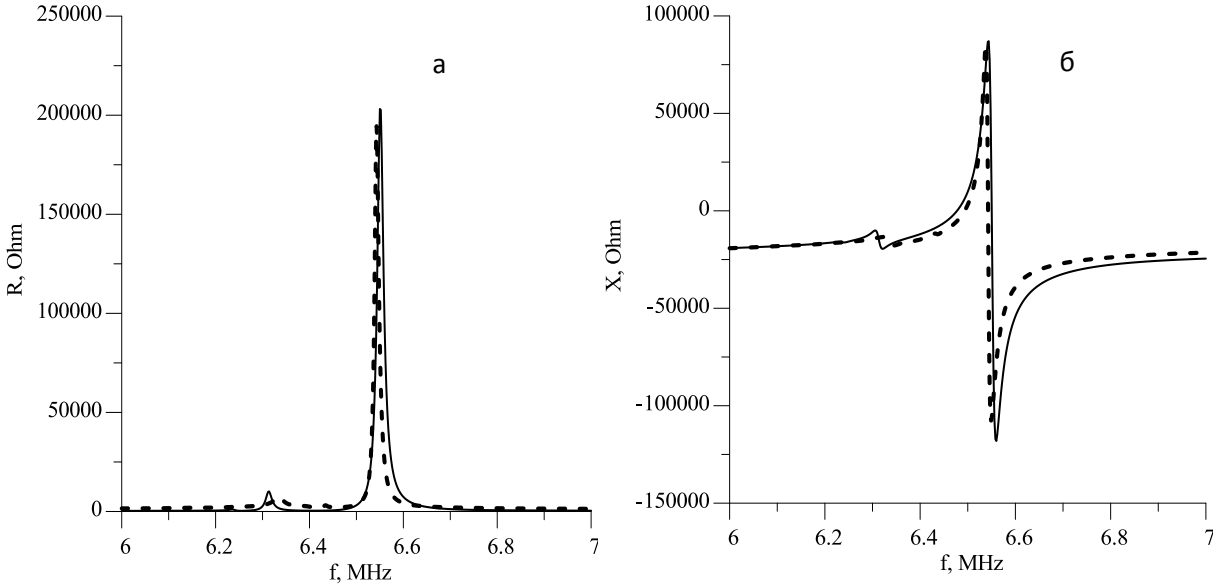


Рис. 4. Теоретическое и экспериментальное значение реальной (а) и мнимой (б) компонент электрического импеданса резонатора с зазором между электродами 1мм. Сплошная линия – теория, пунктир – эксперимент.

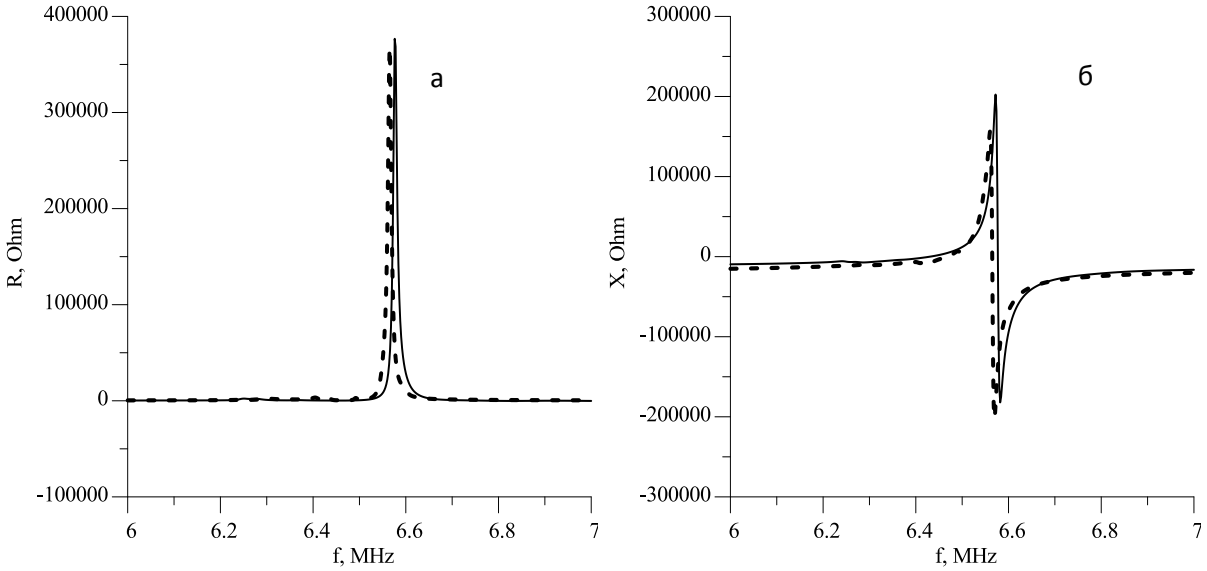


Рис. 5. Теоретическое и экспериментальное значение реальной (а) и мнимой (б) компонент электрического импеданса резонатора с зазором между электродами 2мм. Сплошная линия – теория, пунктир – эксперимент.

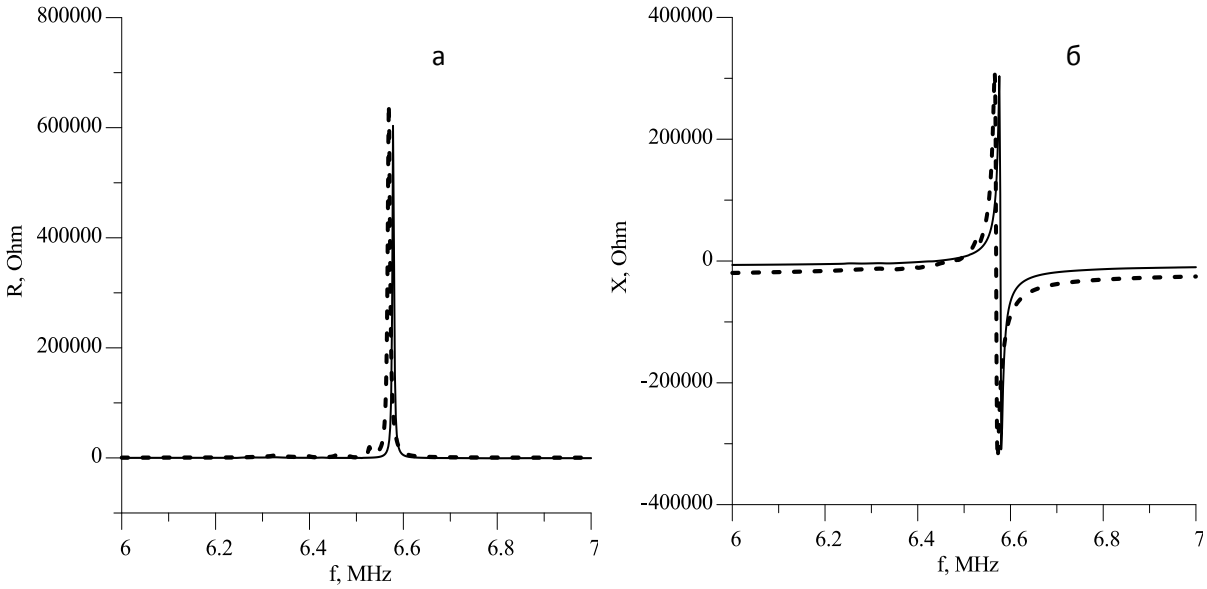


Рис. 6. Теоретическое и экспериментальное значение реальной (а) и мнимой (б) компонент электрического импеданса резонатора с зазором между электродами 3мм. Сплошная линия – теория, пунктир – эксперимент.

Следует отметить хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных. Так, частоты, на которых наблюдается главный максимум *R*, отличаются не более чем на 15кГц. Различие в абсолютных значениях X объясняется паразитной электрической емкостью устройства, которая не была учтена в расчете.

Представленный в работе метод расчета характеристик резонатора с поперечным возбуждающим электрическим полем, и полученные результаты будут использованы при создании датчика свойств жидкости.

Работа поддержана грантом Президента РФ МК-5551.2014.9 и грантом РФФИ №12-02-01057а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е., Шихабудинов А.М., Васильев А.А. Новый способ подавления паразитных мод в пьезоэлектрическом резонаторе с поперечным электрическим полем // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37. – Вып. 11. – С. 27-33.
2. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., Borodina I.A. The study of Piezoelectric Lateral-Electric-Field-Excited Resonator. // TUFFC, – 2014. – V.61. – N.1 –P.166-172. http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2014.6689784
3. Теплых А.А. Распределение электрического потенциала в резонаторе с поперечным возбуждающим полем // Нелинейный Мир. – 2013. – Т.11. – №2. – С.94-95.
4. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. / М.: Мир, 1979. – 392 с.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. / М.: Наука, 1973. – 832 с.
6. Лепендин Л.Ф. Акустика. / М.: Высшая школа, 1978. – 448 с.
7. A.J. Slobodnik, E.D. Conway, R.T. Delmoinco. Microwave Acoustics Handbook. Volume 1A. Surface wve velocities. ScientificReport 1,October 1973.

ЭНЕРГИЯ, ИМПУЛЬС И ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ В ИДЕАЛЬНОЙ СРЕДЕ

Миронов М.А.

ОАО «Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева», г. Москва
e-mail: mironov@akin.ru

Рассмотрены два интересных эффекта в идеальной среде. Первый эффект состоит в следующем. При движении тела в идеальной среде среда обладает энергией и импульсом, определяемыми присоединенной массой тела. Оказывается, что энергия среды сосредоточена непосредственно около тела, тогда как импульс размещается на бесконечности. Второй эффект относится к акустическим течениям. При колебаниях поверхности в идеальной среде, при условии потенциальности поля скорости, около нее могут существовать акустические течения – стационарные потоки вещества.

В гидродинамике идеальной среды известен парадокс Даламбера – на равномерно движущееся тело в идеальной среде не действует сила сопротивления – она равна нулю (см. напр. [1]). Ниже рассмотрены еще два парадоксальных эффекта. Первый - энергия и импульс тела, движущегося в идеальной среде, находятся в разных местах: энергия – около тела, импульс на бесконечно большом удалении от него. Таким образом, можно говорить о нелокальности гидродинамики. Второй - как оказывается, в идеальной среде возможно существование акустических течений при потенциальном обтекании средой колеблющейся поверхности. Эти течения не связаны с вязкостью, или, более обще – с поглощением акустической энергии.

Рассмотрение первого эффекта начнем с напоминания основ механики (законов Ньютона). Масса тела m вводится как коэффициент пропорциональности между ускорением тела $\ddot{\xi}$ и силой, действующей на тело, F: $F = m \cdot \ddot{\xi}$ - второй закон Ньютона. Проинтегрировав это уравнение по времени, получим связь импульса P тела со скоростью движения тела $\dot{\xi}$: $P(t) = \int_0^t F(t)dt = m \cdot \dot{\xi}$. Умножив уравнение второго закона Ньютона на скорость и проинтегрировав по времени, получим выражение для кинетической энергии E, приобретенной за время действия силы: $E = m\int_0^t \ddot{\xi} \cdot \dot{\xi} dt = \frac{1}{2} m \dot{\xi}^2$. Продифференцировав это равенство по скорости, получим фундаментальное соотношение, используемое в аналитической механике – связь импульса с энергией:

$$P = \partial E / \partial \dot{\xi} = m \cdot \dot{\xi} . \qquad (1)$$

Это соотношение лежит в основе механики системы многих взаимодействующих тел – механике Лагранжа и Гамильтона.

Приведенные выше формулы справедливы и для тел, движущихся в идеальной несжимаемой среде. Движение среды, вызванное телом обладает энергией и импульсом. Для их вычисления достаточно к собственной массе тела добавить его присоединенную массу. Казалось бы, этой присоединенной массе должны соответствовать энергия и импульс среды, движущейся около тела. Формальные вычисления дают соотношение (1) между энергией, импульсом и присоединенной массой среды (см. напр. [1]). Однако физически энергия и импульс среды находятся, как оказывается, в разных местах – энергия – около движущегося тела, импульс – на бесконечном расстоянии от тела. Ниже приведены формулы для расчета присоединенной массы, присоединенной энергии и присоединенного импульса для шара, движущегося в идеальной несжимаемой среде, и на этом примере

проанализированы все особенности распределения энергии и импульса в среде при движении тела. Все используемые ниже формулы приведены в учебниках по гидродинамике (например, в [1]).

Шар радиусом R движется со скоростью U_0 вдоль оси x в идеальной несжимаемой среде (рис.1). Течение предполагается потенциальным. Радиальная U_r и угловая U_Ψ компоненты скорости, удовлетворяющие равенству нормальной скорости среды и нормальной скорости поверхности шара S равны:

$$U_r = U_0[R^3/(r^3)]\cos\psi,\ U_\psi = U_0[R^3/(2r^3)]\sin\psi.$$

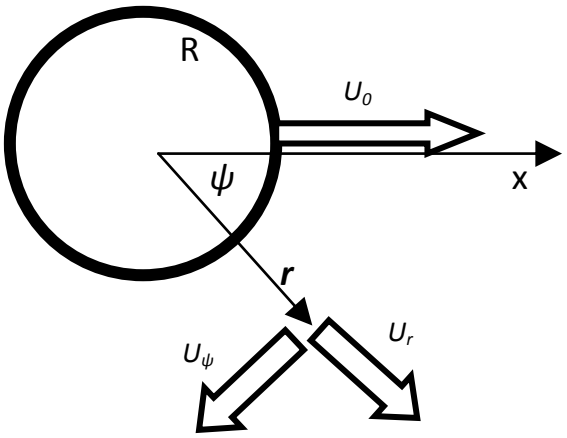


Рис. 1. Геометрия задачи о движении шара в идеальной несжимаемой среде.

Зная поле скорости, можно вычислить распределение плотности кинетической энергии $\varepsilon = \rho U^2/2$ и распределение плотности импульса $\vec{p} = \rho\vec{U}$ в среде. Проинтегрировав по всему пространству эти плотности, можно найти и суммарные энергию E и импульс $\vec{P}$ среды. Вычисление полной кинетической энергии среды $E = \frac{\rho}{2}\int U^2 dV$ не встречает никаких проблем. Элемент объема dV в сферической системе координат равен $dV = 2\pi\cdot r^2\cdot\sin\psi\cdot d\psi$. Возведение $U_{r,\psi}$ во вторую степень дает под интегралом r^{-6} под интегралом и при умножении на множитель r^2 из элементарного объема получим степенную зависимость от радиуса r^{-4}. Интеграл по r в интервале $[R,\infty]$ сходится, и после интегрирования по углу получается известное выражение для кинетической энергии среды при движении шара со скоростью U_0:

$$E = (\pi/3)\cdot R^3\rho\cdot {U_0}^2. \qquad (2)$$

Коэффициент пропорциональности перед $\rho {U_0}^2/2$ в правой части (4) равен присоединенной массе шара M:

$$M = (2\pi/3)\cdot R^3\rho. \qquad (3)$$

Отметим, что кинетическая энергия среды сосредоточена вблизи шара. Вклад области среды, находящейся вне сферы радиусом r быстро убывает - пропорционально $(R/r)^3$. Например, при $r = 2R$ этот вклад равен $1/8$, а при $r = 3R$ - $1/27$.

А что будет с импульсом среды? В теоретической механике импульс определяется как производная кинетической энергии по скорости (формула (1)). Дифференцирование здесь – векторная операция, и импульс тела массы m, движущегося вдоль оси x со скоростью U_0, равен $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z) = (mU, 0, 0)$. Таким же образом можно действовать и при вычислении присоединенного импульса. Кинетическую энергию присоединенного движения среды E (2) дифференцируем по скорости и получаем присоединенный импульс (см. напр. [1]). Этот импульс и приписывается окружающей среде. Однако непосредственное вычисление полного импульса среды путем интегрирования плотности импульса по объему, приводит к неудовлетворительному результату. Вот что написано в комментарии по этому поводу в [1] (параграф 11, стр. 51):

«Следует заметить, что вычисление импульса непосредственно как интеграла $\int \rho \vec{U} dV$ *по всему объему жидкости было бы невозможно. Дело в том, что этот интеграл расходится в том смысле, что результат интегрирования по большой области, размеры которой затем устремляются к бесконечности, мы получили бы значение, зависящее от формы области (сфера, цилиндр и т.п.). Используемый же нами способ вычисления импульса из соотношения* $\vec{U} d\vec{P} = dE$ *приводит ко вполне определенному конечному значению, заведомо удовлетворяющему физическому условию о связи изменения импульса с действующими на тело силами.»*

Расходимость интеграла, о которой говорится в этой цитате, действительно имеет место. Поле скорости убывает как $1/r^3$. После умножения на элемент объема $dV = 2\pi \cdot r^2 \cdot \sin\psi \cdot d\psi$ придется интегрировать интеграл $\int (1/r) dr$, который, как известно, расходится. С другой стороны, при интегрировании по углу ψ в пределах $[0, \pi]$ получается нуль при всех значениях r. Однако наличие этого математического парадокса и невозможность непосредственного вычисления импульса среды не отменяет самой картины распределения плотности импульса в пространстве около движущегося шара и заставляет рассмотреть физическую сторону проблемы.

Вычислим x - компоненты поля скорости:

$$U_x = U_r \cos\psi - U_\psi \sin\psi = U_0 \frac{R^3}{r^3}\left[\cos^2\psi - \frac{1}{2}\sin^2\psi\right] = U_0 \frac{R^3}{r^3}\left[\frac{3}{2}\cos^2\psi - \frac{1}{2}\right].$$

Записываем интеграл по объему:

$$P_x = \rho U_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{R^3}{r^3} \{ \int_{\psi_1}^{\psi_2} [\frac{3}{2}\cos^2\psi - \frac{1}{2}] \sin\psi d\psi \} r^2 dr . \qquad (4)$$

Функция под интегралом (4), это пространственное - угловое и радиальное - распределение импульса в пространстве вокруг шара. Для того, чтобы определить импульс в некоторой конечной области пространства, нужно вычислить интеграл по этой области пространства (рис.2). Например, в кольце с фиксированным радиусом r и шириной Δr в угловом диапазоне $\psi \in [0, \pi]$ импульс равен нулю, так как интеграл $\int_0^{\pi} [\frac{3}{2}\cos^2\psi - \frac{1}{2}] \sin\psi d\psi$ равен нулю. Если теперь, после интегрирования по углу, проводить интегрирование по r, то, несмотря на логарифмическую расходимость интеграла по r, интеграл по всему пространству все равно будет равен нулю.

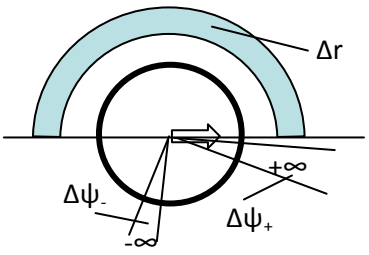


Рис.2. К вычислению распределения импульса около движущегося шара.

Вычислим теперь импульс $\Delta P_{x,\psi}$, содержащийся в секторе около угла ψ с углом раскрыва $\Delta\psi$:

$$\Delta P_{x,\psi} = [\frac{3}{2}\cos^2\psi - \frac{1}{2}] \cdot \sin\psi \cdot \Delta\psi \cdot \ln(r/R) .$$

Полный импульс в секторе $\Delta\psi$ с каким-то определенным углом ψ действительно логарифмически бесконечен. В зависимости от угла ψ импульс в секторе равен либо $+\infty$, либо $-\infty$. «Положительная бесконечность» будет при $0 < \psi < \arccos(1/\sqrt{3})$ и при $\pi - \arccos(1/\sqrt{3}) < \psi < \pi$. «Отрицательная бесконечность» будет при $\arccos(1/\sqrt{3}) < \psi < \pi - \arccos(1/\sqrt{3})$. Угловая граница раздела – угол порядка 55^0. Это - физическая реальность и физический парадокс. Его можно сформулировать так. Полный импульс среды в любом конечном шаре, концентричном с движущимся

шаром, действительно равен нулю. Полный импульс, который сообщается среде при ускоренном движении шара, мгновенно передается на бесконечное расстояние от него и остается там при равномерном движении. Это радикально отличается от распределения кинетической энергии, которая вся сконцентрирована в непосредственной близи от шара.

Выводы о распределении импульса в среде, полученные для стационарного движения, переносятся и на движение с ускорением. Поле скорости среды при ускоренном движении сферы имеет такую же пространственную зависимость, как и поле равномерно движущейся сферы. Поэтому скорость изменения как энергии, так и импульса среды определяется ускорением сферы в текущий момент времени, причем распределение плотности энергии и плотности импульса по пространству, а также и скорости их изменения определяются текущим значением скорости сферы. Скорость изменения импульса в любой кольцевой области равно нулю, а скорость изменения импульса в секторе равно бесконечности.

Рассмотрим далее эффект возникновения стационарного течения при периодических движениях границы. При движении тела в идеальной несжимаемой среде скорость течения в любой точке среды однозначно определяется скоростью тела и его формой и размерами в данный момент. Чем шире тело в поперечном по отношению направлении, тем больше скорость среды. При осцилляциях тела неизменных размеров и формы смещение частиц среды, происходящее во время движения его в одну сторону, полностью компенсируется во время движения в другую сторону. Если же в процессе осцилляции размеры, или форма меняются, то такой компенсации не будет. Пусть, например, при движении вправо тело «шире», чем при движении влево. Тогда в точках перед телом скорость течения в полупериод движения вправо будет больше, чем в полупериод движения влево (рис. 3). Это означает, что средняя за период скорость течения отлична от нуля, причем возникающий стационарный поток направлен вправо.

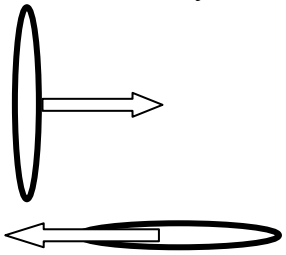


Рис. 3. Колебания тела с изменением формы.

Количественно этот механизм можно пояснить на примере акустического течения, возникающего около сферы, которая одновременно пульсирует и осциллирует [2]. Центр сферы движется по оси 0x по закону $x = X(t)$, объем сферы изменяется по закону $v = V(t)$. Поля скорости, вызванные поступательным $\vec{u}_1$ и пульсационным $\vec{u}_2$ движениями, имеют вид:

$$\vec{u}_1 = \frac{R^3}{2r^3}[3\vec{n}(\dot{\vec{X}}\vec{n}) - \dot{\vec{X}}]; \quad \vec{u}_2 = \frac{1}{4\pi}\frac{dV(t)/dt}{r^2}\vec{n}.$$

Здесь $\vec{X} = X(t)\vec{i} + 0\vec{j} + 0\vec{k}$ - радиус-вектор центра сферы, $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - единичные координатные орты, точка над переменой обозначает дифференцирование по времени, R - ее радиус, r - расстояние от центра сферы до точки наблюдения, $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении из центра сферы на точку наблюдения. Пусть $\vec{X}(t), V(t)$ - периодические функции. Постоянный поток – акустическое течение – представляет собой усредненное по времени поле скоростей $<\vec{u}_1 + \vec{u}_2>$. На большом по сравнению с амплитудой осцилляций расстоянии вычисления дают следующее выражение:

$$<\vec{u}_1 + \vec{u}_2> = (1/r_0^3)[3\vec{n}_0(\vec{n}_0\vec{M}) - \vec{M}] \qquad (5)$$

где

$$\vec{M} = 1/(8\pi)<V(t)\dot{\vec{X}}>, \qquad (6)$$

а r_0, $\vec{n}_0$ - средние по времени расстояние и единичный вектор от центра сферы до точки наблюдения. Среднее поле скорости (5) равно полю скорости стационарного

диполя с моментом диполя, пропорциональным $\vec{M}$. Этот момент пропорционален среднему значению произведения объема сферы на скорость движения сферы. Момент $\vec{M}$ максимален, если объем $V(t)$ и скорость $\dot{\vec{X}}$ находятся в фазе и равен нулю, если эти колебания сдвинуты на $\pi/2$.

Простой, практически важный пример рассмотренных акустических течений – потоки около газового пузырька в звуковом поле. Предполагается, что длина звуковой волны много больше радиуса пузырька, вязкость жидкости не учитывается, поглощение учитывается феноменологически – введением конечной добротности. Амплитуды колебаний предполагаются малыми, соответственно уравнения движения - линейными. Пусть $p = p_0 \exp[-i(\omega t + \alpha)]$ и $\vec{u} = \vec{u}_0 \exp(-i\omega t)$ - давление и колебательная скорость в гармоническом звуковом поле. Скорость поступательного колебательного движения пузырька относительно среды равна $\dot{\vec{X}} = 2\vec{u}$, объем пузырька связан с давлением формулой: $V = -\frac{4\pi R_0}{\rho}\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega^2/Q}p$, где R_0 - средний радиус пузырька, ω_0 - резонансная частота пузырька, Q - добротность. Подставляя эти зависимости в (6), получим после усреднения по времени следующее выражение для момента $\vec{M}$:

$$\vec{M} = -\frac{R_0}{2\rho}\frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\cos\alpha + (\omega^2/Q)\sin\alpha}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega^2/Q)^2}p_0\vec{u}_0 \qquad (7)$$

Наглядно получающееся стационарное течение можно представлять как поле сферы радиусом R_0, движущейся с эффективной постоянной скоростью $\vec{U} = 2\vec{M}/R_0^3$. Формула (7) дает следующее выражение для $\vec{U}$:

$$\vec{U} = -\frac{1}{\rho \cdot R_0^2}\frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\cos\alpha + (\omega^2/Q)\sin\alpha}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega^2/Q)^2}p_0\vec{u}_0. \qquad (8)$$

Если акустическое поле является полем плоской бегущей волны, то $\alpha = 0$, $p_0 = \rho \cdot c \cdot u_0$, c - скорость звука, так что

$$|\vec{U}| = \frac{c}{R_0^2}\frac{|\omega_0^2 - \omega^2|}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega^2/Q)^2}u_0^2.$$

На резонансной частоте скорость течения равна нулю. На частотах, много выше резонансной частоты $\omega >> \omega_0$ $|\vec{U}| \sim \frac{c}{\omega^2 R_0^2}u_0^2 = \frac{1}{(kR_0)^2}\frac{u_0}{c}u_0$ ($k = \omega/c$ - волновое число). Учитывая, что волновой размер сферического пузырька kR_0 много меньше единицы, можно заключить, что скорость акустического течения около сферы на высоких частотах существенно превосходит величину u_0^2/c. На частотах много ниже резонансной частоты пузырька $\omega << \omega_0$ $|\vec{U}| \sim \frac{c}{\omega_0^2 R_0^2}u_0^2 = \frac{1}{3}\frac{\beta_0}{\beta}\frac{u_0}{c}u_0$, β_0, β - сжимаемости газа в пузырьке и жидкости. Если в звуковом поле есть стоячие волны, то $\alpha \neq 0$. На резонансной частоте величина $|U|$ равна $|U| = \frac{Q}{(k_0 R_0)^2}\frac{u_0}{c}u_0 \sin\alpha$.

Итак, при равномерном движении шара в идеальной среде кинетическая энергия среды имеет вполне определенную величину и находится вблизи шара. В то же время, импульс среды распределен по пространству весьма прихотливо. Количество и знак импульса в данной области зависит от формы области. В конечных областях импульс

есть, причем как положительный, так и отрицательный. В области, ограниченной сферой, концентричной шару, импульс равен нулю. Отсюда можно заключить, что полный импульс среды, передаваемый движущимся шаром, расположен «на бесконечности».

При периодическом движении тела в идеальной жидкости могут возникать стационарные потоки, если тело одновременно с осцилляцией меняет свою форму. Простая реализация такого движения – газовый пузырек в звуковом поле. Скорость и направление стационарного потока, возникающего около пузырька, зависит от структуры (бегущая, или стоячая звуковая волна) и от частоты звука. В узле и в пучности стационарные потоки около пузырька отсутствуют. Следует подчеркнуть, что рассмотренные потоки устанавливаются практически мгновенно после включения звука, в отличие от потоков, обусловленных вязкостью, время установления которых составляет десятки и сотни периодов звука. Рассмотренный механизм генерации аналогичен эффекту переноса массы поверхностными волнами на воде [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. – 736 с.
2. М.А. Миронов. Потоки в идеальной, несжимаемой жидкости, вызванные осцилляциями тела. Акустический журнал. – 1976. - т. 22. - № 3. – С. 34-35.
3. M.S. Longuet-Higgins. Mass transport in water waves. Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A, 1953, 245, 535-581.

ОБРАЗОВАНИЕ ШУМА НА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ МАГИСТРАЛЯХ

Бойко Ю.С.

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, г. Санкт-Петербург
E-mail: ily_2004@mail.ru

Доминирующий вклад в шум поездов, движущихся со скоростью до 250 км/ч, в зависимости от спецификации железнодорожного состава, вносят шум качения, шум межвагонного пространства и шум вспомогательного оборудования поезда.

При увеличении скорости движения поездов более 250 км/ч превалирующим становится аэродинамический шум турбулентных потоков, возникающих как результат взаимодействия встречного воздуха с телом железнодорожного состава. Особое внимание при этом, как источнику шума, уделяется пантографу, в связи с его высоким расположением относительно уровня земли. Данный критерий приобретает существенное значение при разработке средств шумозащиты прилегающей к железным путям территории и проектировании шумозащитных экранов.

Разработка математической модели шумообразования на высокоскоростных магистралях при современных темпах развития транспортной сети во всем мире, является чрезвычайно актуальной и важной для оценки акустической обстановки на селитебной территории. Сохранение гармонии между внедряемой системой высокоскоростного железнодорожного транспорта и окружающей средой является задачей не менее важной, чем первоначальная цель повышения скорости и комфорта передвижения пассажиров. В докладе произведен обзор зарубежных эмпирически полученных характеристик высокоскоростных поездов различной спецификации для определения аэродинамической составляющей образуемого поездом шума. Осуществлен анализ и обобщены основные выявленные закономерности и связи.

В странах с развитым высокоскоростным железнодорожным движением задача по прогнозу уровня шума от проектируемых железных дорог и разработка эффективных методов снижения шума на прилегающей селитебной территории, в настоящее время являются чрезвычайно актуальными и важными.

В России высокоскоростное движение планируется запустить к 2025 году, соединяя города Москву – Казань – Екатеринбург. До настоящего времени российских методик и документов, регламентирующих алгоритм расчета уровня шума высокоскоростных поездов (со скоростью свыше 250 км/ч), а также требований к организации шумозащитных мероприятий не было.

При проектировании новой высокоскоростной (для скорости движения поездов до 400 км/ч) магистрали необходимо выполнить предварительные акустические расчеты, которые позволили бы оценить предполагаемое шумовое воздействие. В связи с отсутствием утвержденных отечественных методик, был выполнен анализ существующих зарубежных документов. Так, были рассмотрены 3 различные по своему подходу методики расчета, разработанные соответственно специалистами-акустиками из США, Великобритании и Японии [1; 2; 3].

1. DOT/FRA/ORD-12/15, США

DOT/FRA/ORD-12/15 [1] – документ, выпущенный Департаментом транспорта Соединенных Штатов Америки (последняя редакция – сентябрь 2012 г.), который предлагает метод расчета и прогноза ожидаемого уровня шума от поездов со скоростями движения до 350 км/ч.

Данная методика описывает три основных режима шумообразования от железных дорог:

Режим 1. Преобладает шум двигательной установки.

Режим 2. Преобладает механический шум, образуемый в результате взаимодействия системы «колесо-рельс» и направляющей вибрацией – т.н. «шум качения».

Режим 3. Преобладает аэродинамический шум, образуемый при движении воздушных масс вдоль поезда.

В рассматриваемом документе кривые результирующего уровня шума SEL в зависимости от режима шумообразования представляются следующим образом:

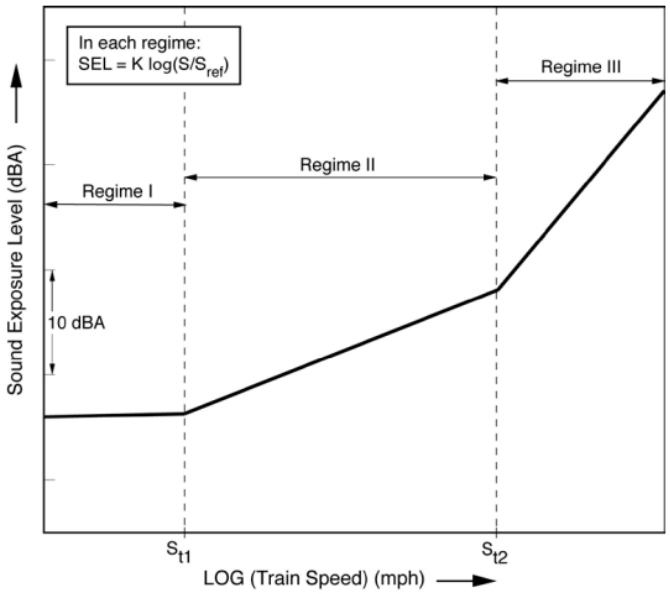


Рис. 1. Зависимость уровня шума SEL, дБА от скорости движения поезда, мили в час. St_1, St_2 – акустические скорости перехода от Режима 1 к Режиму 2, и от Режима 2 к Режиму 3 соответственно

Документ предлагает два метода расчета: общий и детальный.

Оба метода основываются на определенной базе эталонных («референтных») значений, в сравнении с которыми и производится расчет для конкретных условий.

Следует также отметить, что разработанная математическая модель имеет ряд предельных скоростей, для которых она применима:

- для электрического поезда со стальными колесами – 352 км/ч;
- для поезда, работающего на топливе – 240 км/ч;
- для поездов типа Маглев – 400 км/ч.

Уровень шума, создаваемый потоками железнодорожного транспорта, зависит непосредственно от типа поезда, скорости движения, а, следовательно, и режима шумообразования, геометрических параметров поезда, интенсивности движения, наличия препятствий на пути распространения и др.

Детальный расчет подразделяет источники шумообразования на три основные «N» составляющие: шум двигателя, механический шум, аэродинамический шум. Аэродинамический источник, в свою очередь подразделяется на шум пантографа, аэродинамический шум от носовой части поезда, шум в области колес.

Таблица 1. Эталонные значения параметров шумообразования от высокоскоростных поездов (электрический, стальные колеса) для детального метода [1; Табл. 4.3]

Субисточник шума	**Параметры**		**Эталонные значения**			
	Длина локомотивов/ поезда, м	**Высота над головкой рельса H_s^N, м**	SEL_{ref}^N, **дБА**	l_{ref}^N, **м**	V_{ref}^N, **км/ч**	K^N
Двигатель, N_{pr}	l_{power}	3,6	86	22	–	–
Система «колесо – рельс», $N_{w/r}$	l_{train}	0,3	91	190	145	20
Носовая часть поезда, $N_{t/n}$	l_{power}	3	89	22	290	60
Область нижней части поезда (колес), N_{low}	l_{train}	1,5	89	190	290	60
Пантограф, N_{pan}	–	4,5	86	–	290	60

Нетипично для российских методик, детальный подход подразумеваем расчет уровня SEL для каждого отдельного субисточника «N», чтобы в последующем, рассчитывая эффективность экрана, учесть высоту данного субисточника.

Так, например, уровень SEL_{15}^N субисточника «N» на расстоянии 15 м рассчитывается по формуле:

$$SEL_{15}^N = SEL_{ref}^N + K^N \lg\left(\frac{V}{V_{ref}^N}\right) + 10\lg\left(\frac{l}{l_{ref}^N}\right) \quad (1)$$

где SEL_{ref}^N – эталонное значение уровня экспозиции шума субисточника «N», дБА, принимаемое по Табл.1; K^N – эталонное значение аэродинамического коэффициента перехода скорости от 250 км/ч к более высокой, до 400 км/ч, вводимый в связи с повышением аэродинамической составляющей в общем уровне шума для каждого субисточника «N»; V – скорость движения поезда, км/ч; V_{ref}^N – эталонное значение скорости для каждого субисточника «N», км/ч; l – длина локомотивных вагонов поезда, или длина поезда, м, определяется по Табл. 1; l_{ref}^N – эталонное значение длины локомотивных вагонов поезда, или длина поезда, принимаемое отдельно для каждого субисточника «N», м.

После расчета уровня SEL_{15}^N каждого субисточника «N» рассчитывается уровень SEL_D^N на расстоянии D от источника с учетом снижения шума при распространении на местности и за счет акустического экрана. Далее путем логарифмического суммирования всех субисточников рассчитывается общий уровень шума (эквивалентный с учетом интенсивности движения поездов за оцениваемый промежуток времени – день (16 часов)/ ночь (8 часов)).

Максимальный уровень шума также рассчитывается для каждого субисточника, но, в отличие от эквивалентного, представляет собой максимальное значение из максимальных, полученных для вышеуказанных субисточников «N». В отечественных методиках данный подход используется в Российском ГОСТ Р 54933-2012 «Шум. Методы расчета уровней внешнего шума, излучаемого железнодорожным транспортом».

Максимальный уровень шума зависит уровня SEL и рассчитывается по формуле:

$$L_{A\max,D}^{HST,\ N} = SEL_D^N - 10\lg\left(\frac{5{,}3\cdot l}{V}\right) + C^N - 3{,}3 \qquad (2)$$

где SEL_D^N – уровень экспозиции шума каждого «N» субисточника на расстоянии D, дБА; V – скорость движения поезда, км/ч; l – длина локомотивных вагонов поезда или длина поезда, м, определяется для каждого субисточника «N» по Табл. 1; C^N – параметр, учитывающий длину пассажирских/ локомотивных вагонов, и расстояние до точки наблюдения, дБА; определяется для каждого субисточника «N» по формуле (3):

$$C^N = \begin{cases} 10\lg\left(2\alpha^N\right), \text{для } N = N_{pr},\ \ N = N_{aero} \\ \\ 10\lg\left[2\alpha^N + \sin\left(2\alpha^N\right)\right], \text{для } N = N_{w/r}; \end{cases} \qquad (3)$$

где α^N – коэффициент расстояний, рад; определяется по формуле (4):

$$\alpha^N = arctg\left(\frac{l}{2D}\right) \qquad (4)$$

где l – то же, что в формуле (1), м; D – расстояние до наблюдателя (расчетной точки), м.

Следует отметить, что представленные выше формулы для удобства восприятия адаптированы для российских единиц измерений. Таким образом, коэффициент 5,3 в формуле (2) является коэффициентом перевода милей в час в километры в час и футов в метры.

Произведен расчет по определению уровня SEL_{30} для потоков высокоскоростных поездов, движущихся со скоростью 250-400 км/ч. Результаты расчета представлены в Таблице 2. В качестве примера рассматривается высокоскоростной поезд, включающий в себя 10 пассажирских вагонов и 2 локомотивных. Длина пассажирского вагона составляет 19 м, локомотивного – 22 м. Результаты расчета сравниваются с натурными измерениями уровня SEL_{30} различных моделей поездов, принятых согласно Приложению рассматриваемой методики.

Таблица 2. Результаты расчетов, произведенных по детальному методу

Параметр/ Тип поезда	**Скорость поезда, км/ч**			
	250	**300**	**350**	**400**
Расчетные значения				
SEL_{30}^{pr}, дБА	82,8			
$SEL_{30}^{w/r}$, дБА	91,1	92,7	94,1	95,2
$SEL_{30}^{t/n}$, дБА	85,1	89,9	93,9	97,4
SEL_{30}^{low}, дБА	83,0	87,8	91,8	95,3
SEL_{30}^{pan}, дБА	79,1	83,9	87,9	91,4
SEL_{total}, дБА	93,2	95,9	98,6	101,4
Натурные измерения уровня SEL_{30}, дБА [1; Приложение D]				
TGV Thalys	91	96	-	-
TGV Atlantique	-	95	98	-
TGV Reseau	94	96	101	-
ETR 500	93	95	-	-
KTX II	-	95	-	-

Полученные значения показывают высокую сходимость результатов расчета и измеренных натурных уровней. Достоинством данного способа также является возможность учета вклада каждого субисточника в общий уровень шума, что позволяет в дальнейшем проектировать шумозащитные мероприятия с акцентом на тот или иной субисточник, как наиболее существенный. Более того, для расчета снижения шума при распространении на местности раздельно определяется эффективность экрана для каждого субисточника в соответствии с его высотой. В настоящее время в российских методиках подобная практика не применяется, и при учете снижения шума железнодорожного транспорта акустическим экраном расчетная модель представляет собой один источник шума с заданным значением высоты.

2. T. Marshall, B.A. Fenech, R. Greer, Великобритания

Метод, представленный в одной из работ специалистов по акустике Великобритании, аналогично описываемому ранее способу расчета, разделяет общий уровень шума, создаваемый высокоскоростными поездами, на пять основных составляющих:

1) *Шум качения*. Включает в себя шум, создаваемый в результате взаимодействия колеса поезда и рельса.
2) *Аэродинамический шум тела поезда*. Включает в себя аэродинамический шум, образуемый потоком воздуха в нижних отделах поезда.
3) *Шум силовых систем*. Включает в себя аэродинамический шум, обусловленный силой тяги поезда, а также систем вентиляции и кондиционирования и других вспомогательных систем поезда.
4) *Шум ниши пантографа*. Включает в себя аэродинамический шум, создаваемый нишей пантографа на крыше поезда.
5) *Шум токоприемной части пантографа*. Включает в себя аэродинамический шум, создаваемый непосредственно токоприемником, осуществляющим токосъём с контактной сети.

Согласно [2] уровень звука SEL_{25} каждого субъисточника рассчитывается по формуле:

– шум качения $SEL_{25}^{r/s} = R_{SEL} + r + 20\lg 10v$ (3)

– аэродинамический шум тела поезда $SEL_{25}^{b/a} = B_{SEL} + b + 60\lg 10v$ (4)

– шум силовых систем $SEL_{25}^{s/s} = S_{SEL} + s - 10\lg 10v$ (5)

– шум пантографа $SEL_{25}^{p/s} = P_{SEL} + p + 60\lg 10v$ (6)

где v – скорость движения поезда, км/ч; $R_{SEL}, B_{SEL}, S_{SEL}, P_{SEL}$ – константы, определенные расчетно-экспериментальным методом; принимаемые по Табл. 3; r, b, s, p – корректирующие смягчающие поправки, определенные расчетно-экспериментальным методом; принимаемые по Табл. 3.

Корректирующие поправки r, b, s, p учитывают применение современных технологий, которые снижают шум от высокоскоростного поезда, и значительно повышают сходимость рассчитанных уровней звука с измеренными значениями.

Таблица 3. Исходные значения констант и корректирующих поправок

Условное обозначение константы	**Числовое значение, дБ**	**Условное обозначение корректирующих поправок**	**Числовое значение, дБ**	**Современные технологии и методы снижения шума**
R_{SEL}	48	*r*	-6	Контроль шероховатости колес и рельс, оптимизированная конструкция дороги, применение амортизаторов
B_{SEL}	-57	*b*	-3	Применение кожуха, аэродинамически обтекаемая конст-рукция тела поезда
S_{SEL}	104	*s*	-5	Низкошумный вентилятор
P_{SEL} (ниша пантографа – тип 1)	-69	*p*	-10	Пантограф, установленный непосредственно на крыше, аэродинами-ческий кожух
P_{SEL} (токоприемник пантографа – тип 2)	-69	*p*	-4	Низкошумная конструкция токоприемника пантографа

При произведении расчетов уровней SEL_{25} рассматриваемым способом для высокоскоростных поездов, движущихся со скоростью 250-400 км/ч с учетом снижающих шум мероприятий, были получены следующие значения:

Таблица 4. Результаты расчетов

Параметр SEL_{25}, дБ	**Скорость, км/ч**			
	250	**300**	**350**	**400**
Шум качения	90	92	93	94
Аэродинамический шум тела поезда	84	89	93	96
Шум приточного воздуха	75	74	74	73
Шум пантографа (тип 1)	65	70	74	77
Шум пантографа (тип 2)	71	76	80	83
Общий уровень шума	91,1	93,9	96,2	98,3
Натурные измерения уровня $L_{pAeq, Tp}$, дБ [2; Рисунок 1]				
$L_{pAeq, Tp}$, дБ	87	91	94	97

Полученные расчетные значения сравнивались с натурными измерениями уровней шума от высокоскоростных поездов моделей TGV-A, TGV-Duplex и Thalys.

Из Таблицы 4 видно, что расчетные значения несколько превышают значения натурных измерений.

Также, по результатам расчетов видно, что после увеличения скорости до 350 км/ч, составляющая аэродинамического шума тела поезда начинает превалировать над шумом качения, и аэродинамический шум от токоприемника превышает аэродинамический шум от ниши пантографа. Характеристика полученных результатов подтверждает теоретические знания о процессах шумообразования при высоких скоростях движения поездов.

3. Kiyoshi Nagakura, Yasuo Zenda, Япония

В отличие от ранее описываемых методик, разработанных для европейских моделей поездов, специалисты по акустике из Японии предлагают метод расчета прогнозируемого уровня шума для собственных поездов типа Shinkansen при скорости движения более 150 км/ч.

Аналогично ранее представленной английской модели [3] общий уровень шума от высокоскоростного поезда Shinkansen подразделяется на 4 основных компонента:
1) шум, генерируемый нижней частью поезда, который включает в себя шум качения и аэродинамический шум;
2) шум моста;
3) аэродинамический шум, генерируемый приподнятыми элементами на крыше поезда;
4) шум пантографа, который состоит из аэродинамического шума и искровой помехи.

Следует отметить, что источники (1)-(3) излучаются в полупространство, и только источник (4) – в свободное пространство.

Разработчики данной модели расчета выделяют ряд условий, при которых представленный метод будет работать (Табл. 5).

Таблица 5. Исходные значения констант и корректирующих поправок

Тип поезда	Все модели Shinkansen
Скорость	Не ниже 150 км/ч
Железная дорога	Балластовая дорога с сокращенной вибрацией
Конструкция	Мост или набережная
Шумозащитный экран	Прямой с/ без шумопоглощения
Измеряемая/ расчетная точка	На горизонтальной прямой на расстоянии от 12,5 м до 50 м от железной дороги. Высота точки не должна располагаться выше верхней кромки экрана

В работе [3] получены пропорции увеличения каждой составляющей общего уровня шума относительно роста скорости движения поезда и определены следующие зависимости (Табл. 6):

Таблица 6. Пропорции увеличения компонента общего уровня шума относительно роста скорости движения поезда

Компонент общего уровня шума	**Пропорция увеличения параметра относительно увеличения скорости движения поезда**
Шум, генерируемый нижними частями поезда	3
Шум моста индивидуальной конструкции	3
Аэродинамический шум приподнятых элементов поезда	6
Шум пантографа	6

Из таблицы видно, что аэродинамический шум возрастает в пропорции шесть единиц уровня шума к одной единице скорости поезда.

Исходя из этой пропорции, предложен метод расчета, который определяет прогнозируемый уровень шума на высоких скоростях (более 150 км/ч) относительно известных значений уровней шума на скорости 200 км/ч с учетом пропорции увеличения каждой составляющей общего уровня шума от роста скорости движения поезда.

Таким образом, расчет уровня мощности производится по формулам:

– *шум, генерируемый нижней частью поезда*

$$L_{w1}(V) = L_{w1}(200) + 30\log(V / 200) - \Delta L_1 \quad (7)$$

– *шум моста*

$$L_{w2}(V) = L_{w2}(200) + 30\log(V / 200) - \Delta L_2 \quad (8)$$

– *аэродинамический шум*

$$L_{w3}(V) = L_{w3}(200) + 60\log(V / 200) \quad (9)$$

– *шум пантографа*

$$L_{w4}(V) = L_{w4}(200) + 60\log(V / 200) \quad (10)$$

где $L_{wi}(200)$ – мощность звука при скорости 200 км/ч; V – текущая скорость поезда, км/ч; ΔL_1 – поправка для шума, генерируемого нижними частями поезда: 0 дБ – для железнодорожных путей на плитах, 5 дБ – для железных дорог на балласте; ΔL_2 – поправка для шума, генерируемого конкретной моделью моста: 5 дБ – для железнодорожных путей на плитах с резиновым изолятором, 8 дБ – для железных дорог с балластовым матом, 10 дБ – для трасс со шпалами с упругим материалом. Значение $L_{wi}(200)$ зависит от типа поезда и оценивается на основе измеренных данных.

Данная методика интересна тем, что расчет уровня шума на высоких скоростях производится путем увеличения мощности звука поездов, двигающихся со скоростью 200 км/ч, на параметр, вычисляемый по пропорции роста уровня шума и роста скорости поезда.

В работе [3] также произведено сравнение измеренных значений уровней шума при скоростях более 250 км/ч (628 измерений), и полученных расчетных данных. Согласно представленным сведениям стандартное отклонение для описываемого метода составляет 1,30 дБ, что демонстрирует высокую сходимость результатов расчетов и измерений.

Заключение

В связи с проектированием высокоскоростного движения в России через города Москва – Казань – Екатеринбург, возникает необходимость разработки и утверждения российской методики расчета шума от высокоскоростных поездов.

Анализ представленных выше зарубежных методик говорит об отсутствии единого подхода к данному вопросу, без решения которого также невозможно обеспечить наиболее эффективные мероприятия по борьбе с шумом высокоскоростного железнодорожного транспорта. Изучив процессы шумообразования в целом, применяемые меры защиты будут распространяться не только на снижение шума по пути его распространения и на изменение отдельных элементов поезда (например,

проектирование низкошумных пантографов), но также появится возможность предварительного достоверного анализа новых высокоскоростных железных дорог, для обеспечения благополучия окружающей среды и акустической обстановки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. DOT/FRA/ORD-12/15 High-Speed Ground Transportation Noise and Vibration Impact Assessment. U.S. Department of Transportation. Federal Railroad Administration. Washington, DC 20590, September 2012.
2. Marshall T., Fenech B.A., Greer R. Derivation of sound emission source terms for high speed trains running at speeds in excess of 300 km/h. IWRN 11, paper 066, September 2013.
3. Nagakura Kiyoshi, Zenda Yasuo. Prediction Model of Wayside Noise Level of Shinkansen. ICA 2004, Th2.F.4, IV-2563 – IV-2566.
4. Chen Xiaohong, Tang Feng, Huang Zhaoyi, Wang Guangtao. High-speed maglev noise impacts on residents: A case study in Shanghai. Elsevier Ltd. doi: 10/1016/j.trd.2007.05.006, ScienceDirect. Transportation Research Part D 12 (2007) 437-448.
5. ГОСТ Р 54933-2012 «Шум. Методы расчета уровней внешнего шума, излучаемого железнодорожным транспортом».

СВОЙСТВА ВЯЗКИХ ПЛОСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОДНОМЕРНЫХ ВОЛН В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И В ЗАЗОРАХ

Павловский А.С., Семенова Н.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет; г. Санкт-Петербург
E-mail: tatabukamena@rambler.ru

Исследованы аналитически и численно ослабление вязких одномерных волн, их фазовые скорости, пространственная и частотная дисперсии в свободном пространстве. Показано, что фазовая скорость цилиндрической волны имеет отрицательную дисперсию на расстоянии трети длины волны от источника, а далее становится равной скорости плоской волны. Величина фазовой скорости и расстояние, на котором проявляется дисперсия, зависят от волновых размеров источника вязких волн. Ослабление в зазоре вязких волн как плоских, так и цилиндрических, величины их фазовых скоростей, законы дисперсии зависят от волновой ширины зазора и от граничных условий на стенке противоположной источнику.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В этой работе численно исследованы поля колебательных скоростей, ослабление и скорости распространения поперечных плоских и цилиндрических вязких волн от конечного размера источников в ограниченных объёмах жидкости в задачах с различными граничными условиями. Так же исследована плоская вязкая волна, возникающая при гармоническом колебании потенциального потока вязкой несжимаемой жидкости в зазоре, ограниченном неподвижными пластинами, на которых выполняется условие прилипания.

Решается полная нестационарная нелинейная система уравнений, описывающих движение вязкой несжимаемой жидкости. Скорость $\mathbf{V}$ движения вязкой несжимаемой жидкости, создаваемого источниками произвольного размера и формы, описывается решением системы из уравнения движения жидкости и закона сохранения массы:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{V} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu\Delta\mathbf{V}, \qquad \operatorname{div}\mathbf{V} = 0. \tag{1}$$

Аналитические решения получены в [1,2] для линеаризованного уравнения движения для гармонических источников бесконечного размера

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \nu\Delta\mathbf{V}. \tag{2}$$

В случае осциллирующих по закону $V_0\exp(-i\omega t)\cdot\boldsymbol{\tau}$ по тангенциальной координате источников, таких как бесконечные пластина или цилиндр (рис. 1), решения имеют вид (3, 4). Колебательная скорость плоской волны, бегущей в направлении r, в свободном пространстве

$$V = V_0\cdot\exp[i(kr-\omega t)], \qquad \operatorname{Re}(V) = V_0\cdot\exp(-r/\delta)\cdot\cos(\omega t - r/\delta). \tag{3}$$

Колебательная скорость цилиндрической волны, бегущей в радиальном направлении, в свободном пространстве

$$V = V_0\cdot\left[H_1^{(1)}(kr)/H_1^{(1)}(kr_0)\right]\cdot\exp(-i\omega t). \tag{4}$$

Заметим, что в [2] в аргументе функции Ханкеля пропущен множитель $\sqrt{2}$.

Одномерные решения (3, 4) получены при условиях прилипания вязкой жидкости на колеблющейся поверхности источника и убывании скорости жидкости до нуля на бесконечности. Здесь обозначено $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ – толщина пограничного слоя, расстояние, на котором амплитуда плоской волны убыла в e раз; $\nu = \eta/\rho$ – кинематическая и η – сдвиговая вязкости, ρ – плотность среды. Комплексное волновое число вязкой волны

$$k = \frac{\omega}{c_{ph}}(1+i) = \frac{1+i}{\delta} = \frac{2\pi}{\lambda}(1+i) = |\nabla\Phi|(1+i), \qquad (5)$$

где $c_{ph} = \delta \cdot \omega$ – фазовая скорость плоской вязкой волны, $\nabla\Phi$ – градиент фазы.

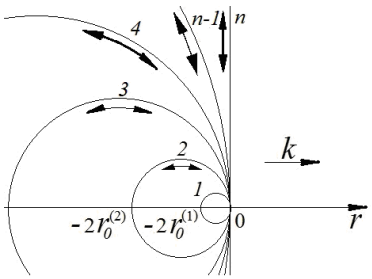


Рис. 1. Геометрия задачи и обозначения. 1, 2, 3, ..., $(n-1)$ – бесконечные круговые цилиндры различных радиусов $r_0^{(n)}$, осциллирующие с частотой ω по стрелкам; n – бесконечная пластина. Волновой вектор $\mathbf{k}$ вязкой волны направлен по r.

Методика исследования вязких волн от источника конечных размеров или в зазорах шириной меньше длины вязкой волны сводилась к численному решению системы (1) методом конечных элементов в Comsol Multuphysics 4.3 с различными граничными условиями и нулевыми начальными. Результатом решения являлась пространственно-временная зависимость вектора колебательной скорости жидкости. Сравнение численного и аналитического решений проводилось в Matlab R2011. Это сравнение для цилиндрических волн, распространяющихся в свободном пространстве, показало возможность замены первого уравнения системы (1) на уравнение (2) для источников с достаточно большими размерами $r_0/\delta > 0.1$. Относительная методическая погрешность численного моделирования составила менее 0.1%.

ОСЛАБЛЕНИЕ ПЛОСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВЯЗКИХ ВОЛН

На рис. 2 представлены рассчитанные по аналитическим выражениям (3) и (4) кривые ослабления относительной колебательной скорости для плоской и цилиндрической вязких волн в свободном пространстве. Кроме поглощения средой, как для плоской волны, убывание которой обусловлено только поглощением $1/\delta$, ослабление цилиндрической волны происходит за счет дифракционной расходимости. Причем, как один, так и второй механизм зависят от кривизны фронта волны. Поэтому собственно поглощение цилиндрической волны в одной и той же среде больше поглощения плоской. Это связано с тем, что в поперечной волне расстояние, на котором частица среды передает свою энергию вязкой среде с последующим переходом в тепло (необратимые потери), тем больше, чем больше радиус кривизны. Численный счет в диапазоне 1-100 Гц показал, что ослабление цилиндрической и плоской волн зависит от частоты как $1/\delta \sim \sqrt{\omega}$. Частотные зависимости квадратов коэффициентов ослабления $(V_0/V)^2$ для плоской и цилиндрической волн прямо

пропорциональны волновому расстоянию от источника с коэффициентом пропорциональности, большим для цилиндрической волны.

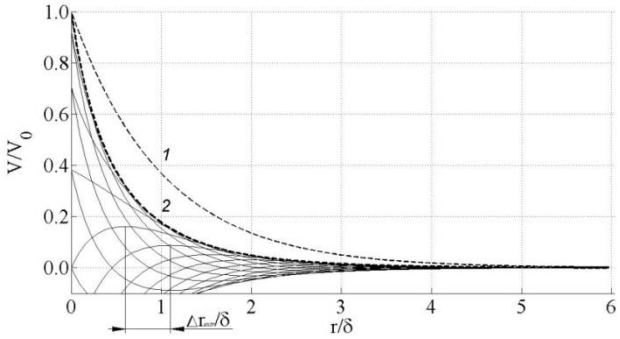


Рис. 2. Огибающие плоской (1) и цилиндрической (2) вязких волн, распространяющихся в свободном пространстве, и пространственно-временные зависимости (тонкие линии) колебательной скорости цилиндрической вязкой волны за период колебаний. Размер цилиндрического источника $r_0/\delta = 0.5$.

В зазорах (рис.3), ограниченных тангенциально колеблющейся поверхностью источника и абсолютно жесткой неподвижной стенкой, плоские и цилиндрические вязкие волны испытывают большее ослабление (кривая 1-5), по сравнению со свободным пространством (кривая 6). Ослабление увеличивается с уменьшением ширины зазора. В зазорах толщиной менее δ поле колебательных скоростей убывает почти линейно. Это происходит в связи с необходимостью выполнения нулевого граничного условия на неподвижной жесткой стенке. Поле колебательной скорости жидкости в зазорах, толщина которых меньше длины вязкой волны, сформировано падающей и отраженной в противофазе волнами с ненулевыми амплитудами. Аналитические выражения для колебательной скорости жидкости в зазоре толщиной h для плоской волны

$$V = V_0 \frac{\left[\exp\left(ik(h-x)\right) - \exp\left(-ik(h-x)\right)\right]}{\left[\exp\left(ikh\right) - \exp\left(-ikh\right)\right]} \cdot \exp\left(-i\omega t\right), \tag{6}$$

и для цилиндрической волны

$$V = V_0 \frac{\left[H_1^{(1)}(kr)H_1^{(2)}(kr_1) - H_1^{(2)}(kr)H_1^{(1)}(kr_1)\right]}{\left[H_1^{(1)}(kr_0)H_1^{(2)}(kr_1) - H_1^{(2)}(kr_0)H_1^{(1)}(kr_1)\right]} \cdot \exp\left(-i\omega t\right), \tag{7}$$

где $r_1 = r_0 + h$.

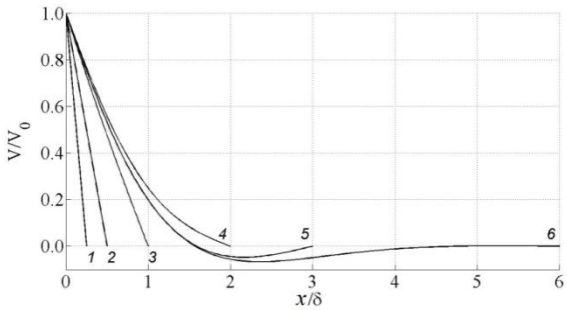


Рис. 3. Зависимость мгновенной колебательной скорости плоской вязкой волны от координаты вдоль толщины зазора для различных значений h/δ *:* $1 - h/\delta = 0.25$, $2 - h/\delta = 0.5$, $3 - h/\delta = 1$, $4 - h/\delta = 2$, $5 - h/\delta = 3$, $6 - h/\delta = 6$. *Кривой 6 соответствует экспоненциальное убывание плоской волны. Момент времени* $t = T/4$.

Замена абсолютно жесткой стенки на мягкую (свободную) границу в зазоре приводит к уменьшению ослабления вязких волн по сравнению с ослаблением в ранее рассмотренных случаях. Вязкая волна от свободной границы отражается в фазе. Амплитуда вязкой волны на ней удваивается по сравнению с амплитудой волны в свободном пространстве на том же расстоянии от источника. Ослабление приводит к тому, что в зазорах классических стоячих волн не образуется. Плоские и цилиндрические вязкие волны в свободном пространстве и в зазорах распространяются с различными фазовыми скоростями.

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛОСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОПЕРЕЧНЫХ ВЯЗКИХ ВОЛН

Обычно фазовую скорость волны определяют по скорости перемещения точек равной фазы за интервал времени Δt. При численном решении (1) и в натурных экспериментах возможно определить только вещественную часть функции зависимости колебательной скорости жидкости. Экстремумы вещественной части колебательной скорости плоской волны в свободном пространстве (3) соответствуют фазе $\Phi = 3\pi/4$, в чем можно убедиться, построив годограф этой комплексной гармонической функции. При изменении времени на Δt экстремумы перемещаются на расстояние Δr_{extr}. Таким образом, методика определения фазовой скорости плоской вязкой волны сводилась к следующим шагам. Получаем вещественную зависимость колебательной скорости цилиндрической волны с расстоянием от источника и от времени (рис. 2, тонкие линии). Находим координаты экстремумов r_{extr} этой зависимости при изменении времени в течение периода колебаний T с шагом Δt. Вычисляем перемещение экстремумов Δr_{extr} за время Δt для всех r_{extr}. Вычисляем фазовую скорость по формуле

$$c_{ph} = \frac{\Delta r_{extr}}{\Delta t}. \qquad (8)$$

При выборе оптимального соотношения выборок по пространству и времени относительная методическая погрешность не превосходит 1%.

В цилиндрической вязкой волне в свободном пространстве и обеих волнах в зазоре экстремумы вещественной части зависимости колебательной скорости жидкости от расстояния соответствуют различным фазам. Сама фаза зависит от волновых размеровисточника и волнового расстояния до точки наблюдения. Поэтому правильнее определять фазовую скорость через градиент контролируемой фазы:

$$c_{ph} = \omega \,/\, |\nabla \Phi|, \qquad (9)$$

где фаза комплексного числа $\Phi = \mathrm{arctg}(\mathrm{Im}(V)/\mathrm{Re}(V))$. У годографа комплексной гармонической функции (4) мнимая часть опережает вещественную на $\pi/2$, т. е. на время $T/4$. Поэтому в установившемся режиме за мнимую часть принимается вещественная часть той же зависимости через время $T/4$. Для цилиндрических волн и волн в зазорах вдали от границ обе методики дают величины фазовых скоростей, совпадающие с точностью более 0.1%. Вблизи границ дисперсионные зависимости фазовой скорости совпадают только качественно.

Частотная зависимость фазовой скорости радиально-симметричных колебаний цилиндра такая же, как у плоской волны, и описывается зависимостью $c_{ph}\left(\sqrt{\omega}\right)$. Однако абсолютные значения фазовых скоростей различаются: для рассмотренных колебаний источника фазовая скорость цилиндрической волны всегда превышает фазовую скорость плоской. Диапазон возможных значений фазовой скорости зависит от волнового размераисточника при прочих постоянных условиях.

По вышеописанным методикам нами численно рассчитана фазовая скорость для плоской и цилиндрической волн в свободном пространстве и в зазорах. Результаты

расчета, нормированные на аналитическое выражение для фазовой скорости плоской вязкой волны (5), представлены на рис. 4.

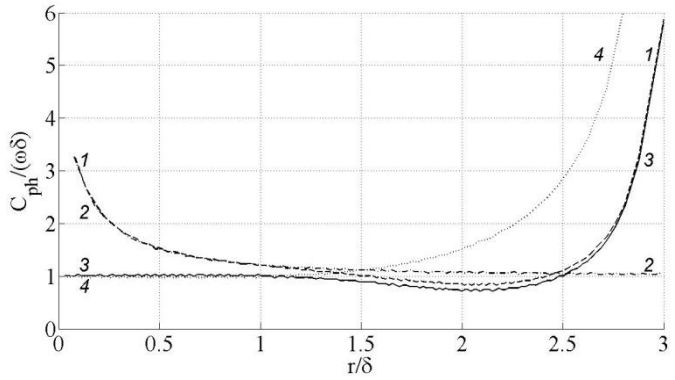


Рис. 4. Фазовые скорости, нормированные на фазовую скорость плоской волны. 1 - цилиндрическая вязкая волна в зазоре с неподвижной жесткой стенкой толщиной $h = 3\delta$, 2 - цилиндрическая вязкая волна в свободном пространстве, 3 - плоская вязкая волна в зазоре с неподвижной жесткой стенкой толщиной $h = 3\delta$, 4 - плоская вязкая волна в зазоре той же толщины, ограниченном свободной границей.

Видно, что фазовая скорость цилиндрической волны в свободном пространстве испытывает пространственную дисперсию вблизи источника на расстояниях, меньших δ, т.е. меньших $kr < 1$ (кривая 2). На расстояниях, превышающих толщину пограничного слоя, зависимость фазовой скорости от расстояния пропадает. Дисперсия фазовой скорости цилиндрической волны в свободном полупространстве является отрицательной. Градиент фазовой скорости тем больше, чем меньше волновой размер источника. С увеличением его размеров дисперсия в пределе исчезает, а фазовая скорость приближается к значению скорости для плоской волны.

По тем же методикам, что и для волн в свободном пространстве, найдены фазовые скорости плоской и цилиндрической волн для зазора с одной неподвижной границей. Результаты расчета показаны на рис. 4 (кривые 1 и 3). Видно, что наличие неподвижной границы приводит к проявлению положительной пространственной дисперсии у обеих волн при приближении к ней. На рис. 5 представлены результаты 4-х опытов с разными толщинами зазоров от 1δ до 4δ. Источник расположен во всех опытах в начале координат. Видно, что фазовая скорость цилиндрической волны в достаточно широком зазоресначала падает до скорости плоской, а затем, приближаясь к неподвижной границе, растет с тем же градиентом, что и изначально плоская волна (опыт 4). Когда зазор тонок ($h/\delta \le 1$), то фазовая скорость цилиндрической волны убывает. Затем, не достигая скорости плоской волны, возрастает (опыт 1). Из рис. 4 (кривые 1 и 3) видно, что градиенты фазовой скорости плоской и цилиндрической волн при приближении к неподвижной стенке практически одинаковые.

При уменьшении зазора фазовая скорость цилиндрической волны возрастает и тем больше, чем тоньше зазор. В предельно малом зазоре $h < 0.5\delta$ волновой процесс прекращается, жидкость колеблется почти синфазно с источником, что отражают численные эксперименты.

Моделирование плоской вязкой волны в зазоре, ограниченном свободной границей, показало, что плоская вязкая волна, возбужденная осциллирующей в своей плоскости поверхностью, распространяется перпендикулярно свободной поверхности, на которой выполняется граничное условие непроникновения

$$\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \mathbf{n}}\right) = 0 . \qquad (10)$$

При приближении к свободной поверхности фазовая скорость волны испытывает положительную пространственную дисперсию, что показывает кривая 4 на рис. 4.

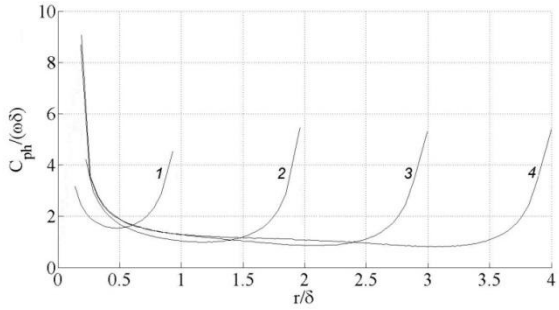


Рис. 5. Пространственная дисперсия фазовой скорости цилиндрической волны в зазорах с толщинами $1-h/\delta=1,\ 2-h/\delta=2,\ 3-h/\delta=3,\ 4-h/\delta=4.$ $r_0/\delta=0.3.$

ПОЛЕ ПЛОСКИХ ВЯЗКИХ ВОЛН, СФОРМИРОВАННОЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАЗОРЕ С НЕПОДВИЖНЫМИ СТЕНКАМИ

Теперь обсудим следующий численный эксперимент. Пусть в зазоре с неподвижными стенками плоской геометрии осциллирует потенциальный поток той же жидкости. Для этого создадим на краях зазора колеблющийся по закону $\exp(-i\omega t)$ градиент давления. Расстояние между краями зазора выберем много большим ширины зазора, но много меньшим длины продольной упругой волны в жидкости. Численно решая нестационарную систему (1), найдем поле колебательных скоростей вязкой плоской волны (рис. 6, светлые кружки) для некоторых моментов времени, превышающих время установления поля скорости (более 10 периодов колебаний). Видно, что при граничных условиях прилипания экстремумы колебательной скорости приходятся на середину зазора. Оказалось, что на расстоянии δ от неподвижной стенки амплитуда колебательной скорости жидкости в плоской волне при осцилляции потока составляет $0.63\cdot V_0$.

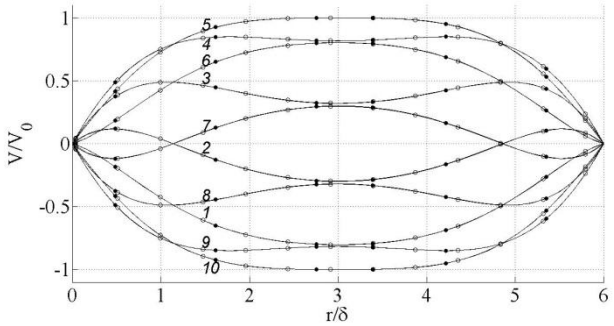


Рис. 6. Сравнение пространственно-временных зависимостей колебательной скорости жидкости в зазорах. Светлые кружки соответствуют гармоническим колебаниям потенциального потока вязкой несжимаемой жидкости вдоль неподвижных плоских пластин, отстоящих на расстояние $h=6\delta$ *одна от другой, Темные кружки - гармоническому синфазному колебанию плоских пластин при прочих равных условиях. Параметром кривых является момент времени* $1-t/T=0.1,\ 2-t/T=0.2,\ 3-t/T=0.3,\ \ldots,\ 10-t/T=1.$

На рис. 6. приведены пространственно-временные распределения колебательных скоростей вязкой волны, вызванной осциллирующим потоком в зазоре с неподвижными стенками и для ситуации, когда зазор образован двумя синфазно осциллирующими плоскими пластинами при прочих равных условиях (черные кружки). Для этого распределение колебательных скоростей в зазоре с синфазно колеблющимися пластинами определено в подвижной системе координат, в которой скорости пластин равны нулю. Ширина зазоров $h = 6\delta$. Видно, что колебательные скорости жидкости в обеих ситуациях совпадают с точностью более 0.1%.

Согласно вышеописанной методике определения фазовых скоростей для плоских волн следили за перемещениями экстремумов колебательной скорости $dV/dr = 0$. Оказалось, что они перемещаются в обеих задачах от границы раздела твердое тело - жидкость, движущихся с относительными тангенциальными скоростями, к центру зазора, определяя направление волнового вектора. На рис. 7 приведены дисперсионные кривые фазовых скоростей вязких волн для обсуждаемых двух ситуаций. Видно, что дисперсия скорости волн наблюдается в середине зазора, посередине потенциального потока, где справедливо условие (10), и при этом она положительна. Величина фазовой скорости в разы превышает ее значение вблизи границ зазора. Для сравнения на рис. 7 приведены аналогичные зависимости для плоской вязкой волны в зазоре, ограниченном свободной границей. Обращает на себя внимание совпадение дисперсионных кривых фазовых скоростей, а также совпадение относительных величин фазовых скоростей с погрешностью менее 1%.

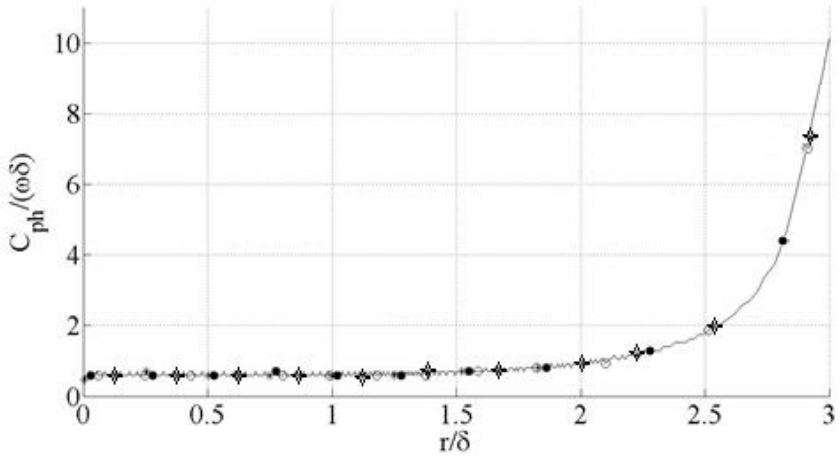


Рис. 7. Дисперсионные кривые фазовой скорости вязких волн с рис.6..
Светлые и темные кружки - обозначения те же, что на рис. 6.
Середина зазора соответствует абсциссе $r/\delta = 3$.
Зависимость в правой половине зазора зеркально-симметричная. Крестики - фазовая скорость плоской волны в зазоре толщиной 3δ, ограниченном мягкой границей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы свойства одномерных плоских и цилиндрических вязких волн в свободном пространстве и в зазорах с разными граничными условиями. Показано, что относительные тангенциальные скорости жидкости и твердого тела обязательно приводят к генерации поперечных вязких волн. Волновые вектора направлены по внешней нормали к твердой поверхности.

Ослабление цилиндрической вязкой волны в свободном пространстве превышает поглощение плоской не только из-за дифракционной расходимости, но и из-за большего поглощения. В зазорах же толщиной меньше 2-х толщин пограничного

слоя ослабление вязкой волны в жидкости той же вязкости определяется ещё и граничными условиями на стенках.

Фазовая скорость цилиндрической волны на малых расстояниях от источника обнаруживает отрицательную пространственную дисперсию при распространении в свободном пространстве (в отличие от плоской). Однако в зазоре и плоская, и цилиндрическая волны при приближении к стенке с граничными условиями Дирихле или Неймана проявляют положительную дисперсию. Величина градиента фазовой скорости зависит от типа граничных условий. При этом фазовая скорость цилиндрической волны сохраняет отрицательную дисперсию вблизи источника.

Потенциальный поток, осциллирующий в плоском зазоре с неподвижными стенками, генерирует плоские вязкие волны, волновые вектора которых направлены от стенок к середине зазора, а вектора плотности потока импульса им навстречу. Пространственная дисперсия этих плоских волн положительна и сосредоточена в середине зазора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Гидродинамика. - М.: Наука, 1986. - 786 с.

[2]. Грачёв Б.Е., Козырев Л.Е., Семёнова Н.Г. // Исследование вязких волн в жидкости. Акуст. журн..- 1985 - Т.31. вып. 5. С.672-675.

БЕСКОНТАКТНАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА УПРУГИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Кокшайский А.И., Коробов А.И., Одина Н.И.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики, Москва
E-mail: super_trouper@mail.ru

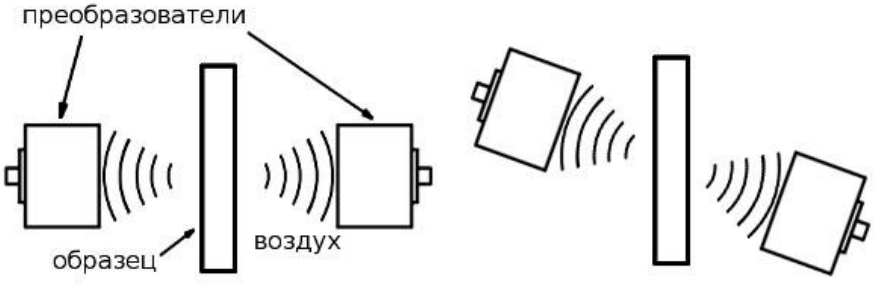
В настоящей работе приведены результаты бесконтактной диагностики материалов с низким акустическим импедансом и твердотельных пластин методом воздушного ультразвука. Для генерации и приема акустических волн в воздухе в диапазоне частот от 0,08 до 2 МГц была разработана автоматизированная ультразвуковая установка и методика измерений в импульсном режиме. Генерация и прием воздушного ультразвука осуществлялись фокусированными акустическими преобразователями. Определение упругих свойств тонких твердотельных пластин в работе проводилось с помощью нулевой антисимметричной моды волны Лэмба. Для диагностики материалов с малым акустическим импедансом использовались продольные акустические волны. В работе были измерены плотность пенополистирола и скорость продольных волн в нём, рассчитаны импеданс и коэффициент упругости этого материала. Проводится обсуждение экспериментальных результатов.

В последние годы для диагностики упругих свойств широкого ряда материалов и изделий используется так называемый воздушный ультразвук [1, 2]. При этом иммерсионной средой является воздух, а излучение и прием акустических волн производятся специально согласованными с воздушной средой преобразователями. Являясь бесконтактным, этот метод имеет и ряд других достоинств. В частности, он позволяет производить измерения упругих свойств низкоимпедансных материалов. Другим преимуществом воздушного ультразвука является возможность дефектоскопии материалов разрушающихся (или изменяющих свои свойства) при контакте с водой и иными жидкостями, например, вспененные материалы, дерево, бумага и их производные, пищевые продукты и т.д.

Метод воздушного ультразвука позволяет производить исследования с использованием как продольных акустических волн, так и волн Лэмба (рис.1). Первый вариант реализуется при нормальном падении, а второй – при падении под специально подобранным углом θ, определяемым условием синхронизма [3]:

$$\sin \vartheta = \frac{c_a}{c_L} \qquad (1),$$

где c_a - скорость звука в воздухе, c_L - скорость изгибной волны Лэмба в исследуемом материале (как следует из (1), должно выполняться условие $c_a < c_L$).



(а) (б)

Рис. 1. Режим «на прохождение»: а) при нормальном падении; б) при падении под углом ϑ.

Для проведения экспериментальных исследований была разработана ультразвуковая измерительная установка, блок-схема которой показана на рис.2. Установка была создана на базе импульсного приемо-передатчика RPR-4000 фирмы

RITEC (1). Он состоит из мощного генератора зондирующих радиоимпульсов (до 8 кВт в импульсе) в диапазоне от 0,05 до 20 МГц и широкополосного малошумящего усилителя с изменяемым коэффициентом усиления (от 20 до 100 дБ) со встроенными фильтрами низких и высоких частот. Для автоматизации эксперимента RPR-4000 посредством стандартного интерфейса RS-232 был соединен с персональным компьютером (ПК) (2). В слот ПК был вставлен отечественный двухканальный десятиразрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) LA-n20-PCI с частотой дискретизации 40 МГц. На входы АЦП с RPR-4000 поступал зондирующий и принимаемый импульс, форма которых могла контролироваться с помощью цифрового осциллографа DSO 9104A фирмы *AgilentTechnologies* (3). Для управления работой экспериментальной установкой в среде LabWindows/CVI (CforVirtualInstrumentation) был разработан пакет программ с графическим интерфейсом. С помощью разработанного программного обеспечения квадратурным методом производилось определение амплитуды и фазы исследуемого сигнала.

Для излучения и приема ультразвуковых волн в воздухе использовались фокусированные широкополосные ультразвуковые преобразователи фирмы UltranGroup (диаметр 25 мм, фокусное расстояние 76 мм, резонансная частота 200 кГц) (4). Преобразователи были соосно закреплены в подвижных кронштейнах, что позволяло оптимально подбирать расстояние между ними при измерениях. На оси между преобразователями было расположено устройство (5) для крепления образца (6). Устройство (5) было соединено с шаговым двигателем (7), управляемым с помощью специального модуля (8). Это позволяло либо вращать образец вокруг вертикальной оси с шагом 0,167 градуса, либо производить его линейное перемещение с шагом 0,1 мм.

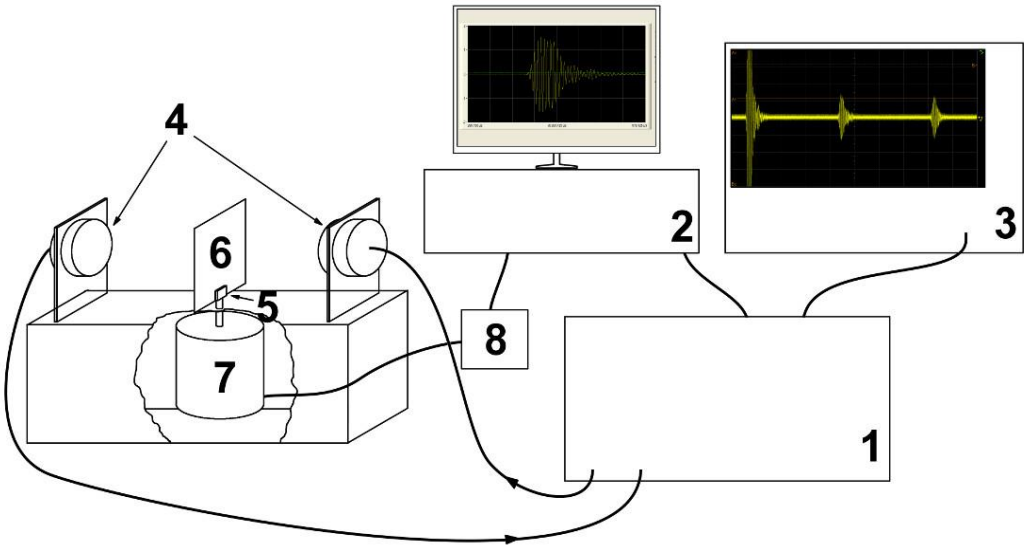


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки (1 – RPR-4000, 2 – ПК, 3 – осциллограф DSO 9104A, 4 – преобразователи, 5 – устройство для крепления образца, 6 – образец, 7 – шаговый двигатель, 8 – модуль управления шаговым двигателем).

Диагностика функционирования экспериментальной установки была проведена в режиме измерения скорости волн Лэмба на образцах текстолита и гетинакса. Для этих материалов была снята зависимость амплитуды от угла сканирования. Результаты измерений для текстолита приведены на рис.3. Максимальное значение амплитуды прошедшей через образец упругой волны было при угле ϑ, удовлетворяющему синхронизма (1).

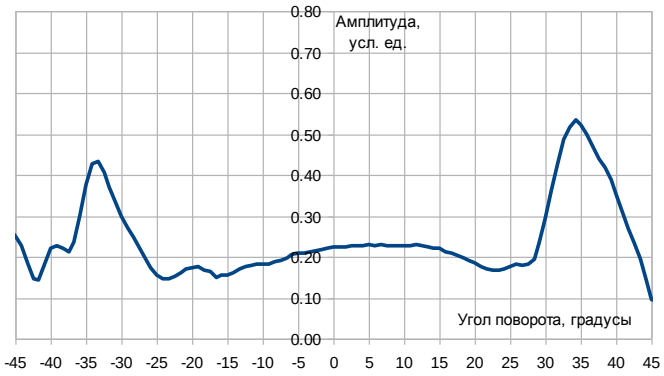


Рис. 3. Зависимость амплитуды прошедшей волны от угла сканирования ϑ в текстолите.

По измеренным углам синхронизма для этих материалов была рассчитана скорость нулевой антисимметричной моды волны Лэмба $c_L = [c_a/\sin\vartheta]$. Воспользовавшись известной формулой для скорости нулевой изгибной моды волны Лэмба [3]:

$$c_L = \sqrt[4]{\frac{E}{12\rho(1-\nu^2)}}\sqrt{\omega d} \ ,$$

где ν - коэффициент Пуассона, ρ - плотность, d - толщина образца, нами был рассчитан модуль Юнга в исследованных образцах.Коэффициент Пуассона ν был положен равным0,3.

Измеренные и табличные значения модуля Юнга находятся в хорошем соответствии (см. табл.1).

Таблица 1. Экспериментальные результаты

Материал	Текстолит	Гетинакс
Измеренный угол синхронизма, градусы	33 ± 1	$34{,}5 \pm 1$
Скорость изгибной моды, *м/с*	630 ± 20	600 ± 20
Плотность [4], *кг/м*^{3}	1300	1350
Коэффициент Пуассона	0,3	0,3
Модуль Юнга, определенный в работе, ГПа	$6{,}1 \pm 0{,}5$	$11{,}3 \pm 0{,}7$
Модуль Юнга по данным [4-5], ГПа	5,9÷10	9.8÷17.1

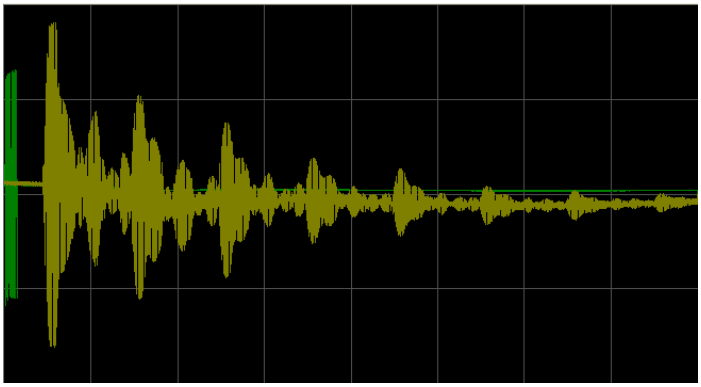


Рис. 4. Серия акустических импульсов в образце из пенополистирола.

В качестве низкоимпедансного материала для исследования был выбран пенополистирол. Измерения скорости и поглощения упругих волн в этом материале

проводилось импульсным методом. Типичный вид наблюдаемой в образце серии акустических импульсов приведён на рис.4. Были получены значения скорости $c_{пр}$ = 970±20 *м/с* и коэффициента поглощения $\alpha = 4,52\ м^{-1}$ продольных волн. Дополнительно измеренная плотность ρ = 28,3 *кг/м*^{3} позволила рассчитать акустический импеданс $\rho c_{пр}$ = 27,4 *кПа·с/м*, и коэффициент продольной упругости $\rho c_{пр}^2$ = 26,6 *МПа* в пенополистироле.

Далее нами была проведена ультразвуковая диагностика образцов пенополистирола с искусственно созданными подповерхностными дефектами. Измерения производились в режиме «на прохождение» при нормальном падении упругой волны на образец. Образцы представляли собой прямоугольные параллелепипеды размерами 50*100*250 мм, в которых были просверлены отверстия различного диаметра и различной глубины залегания. Один из исследуемых образцов (№1) и результаты его сканирования (поперек дефектов) представлены на рис.5. Как видно из рис. амплитуда акустической волны при прохождении образца в области дефекта значительно уменьшается.

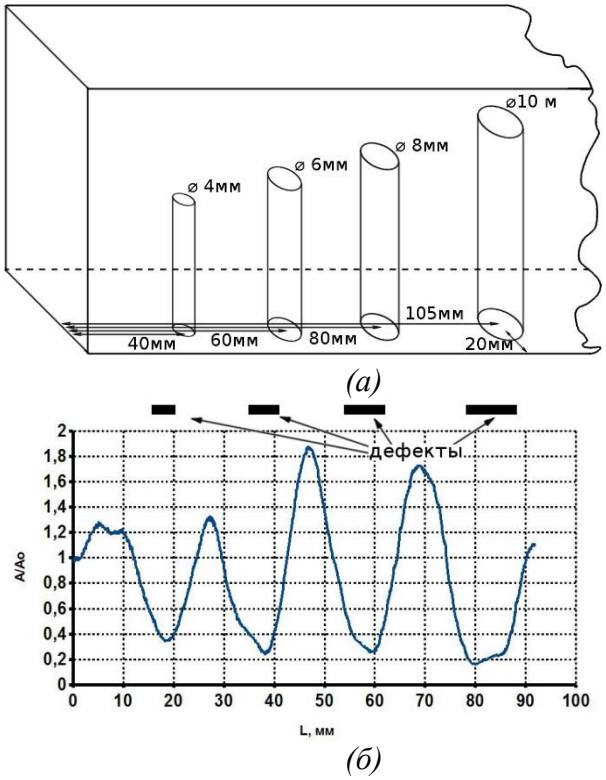
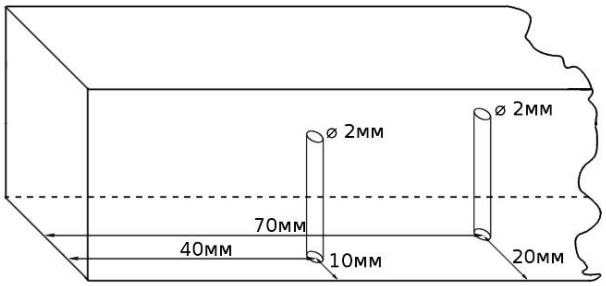


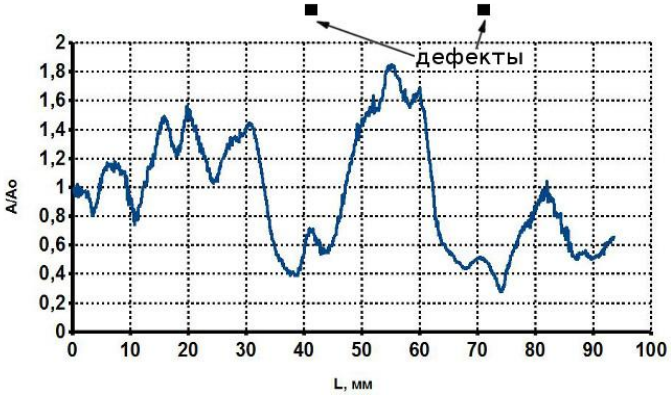
Рис. 5. а) Схема расположения дефектов в образце №1 из пенополистирола; б) График зависимости амплитуды сигнала, прошедшего через образец, от координаты.

На рабочей частоте 200 кГц длина волны в исследуемом материале составляла 4,8±0,1 мм. Видно, что все 4 отверстия диаметрами (слева направо) – 4, 6, 8, 10 мм надежно диагностируются (координаты минимумов соответствуют координатам дефектов). При этом ширина минимумов на половине глубины возрастает с ростом диаметра отверстия: слева направо по мере увеличения диаметра отверстия – 10, 12, 13, 15 мм, и примерно соответствует ожидаемому с учетом достаточно большой длины волны.

Для второго образца диаметр просверленных отверстий был выбран меньшим длины волны и одинаковым (2 мм), а глубина залегания различной (10 и 20 мм соответственно). Схема расположения дефектов и зависимость амплитуды прошедшего импульса от координаты сканирования для второго образца (№2) показаны на рис.6



(а)



(б)

Рис. 6. а) Схема расположения дефектов в образце №2 из пенополистирола; б) График зависимости амплитуды сигнала, прошедшего через образец, от координаты.

Видно, что и в этом случае оба отверстия диагностируются, хотя поперечные размеры дефектов меньше длины упругой волны в исследуемом материале. Проведенные измерения показали работоспособность разработанной установки.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова при поддержке гранта Президента Российской Федерации № 283.2014.2, гранта правительства Российской Федерации № 11.G34.31.0066 и грантов РФФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rogovsky A.J. Development and application of ultrasonic dry-contact and air-contact C-scan systems for non-destructive evaluation of aerospace components // Material evaluation.— 1991. — V.50. — P. 1491-1497.
2. Коробов А.И., Одина Н.И., Семенов Д.Н. Бесконтактное возбуждение и прием волн Лэмба в тонких пластинах // Труды XV сессии Российского акустического общества. — 2004. — Т.1. — С. 83-86.
3. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн. М.: Наука, 1966. — 168 с.
4. Физические величины. Справочник (под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. и др.). М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.
5. http://fast-const.ru/articles.php?article_id=16

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОСТЫХ И ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ В КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Мельников Г.А., Игнатенко Н.М., Мельников В.Г., Черкасов Е.Н., Апалькова О.А.

Юго-Западный государственный университет, г. Курск
E-mail: melnikovga@mail.ru

На основе кластерной двухкомпонентной модели строения жидкостей путем введения функции распределения кластеров по числу частиц, содержащихся в их составе и использования эффективного потенциала взаимодействия получены аналитические соотношения для расчета коэффициента молекулярной упаковки, среднего числа частиц в составе кластеров и исследована зависимость этих величин от параметров состояния жидкости. В рамках разработанной модели предложено соотношение для расчета скорости ультразвуковых волн (УЗ-волн) в одноатомных и органических жидкостях Проведена проверка полученного соотношения на основе экспериментальных данных для сжиженных благородных газов, циклических, линейных углеводородов и воды на линии равновесия жидкость- пар, которая показала, что с погрешностью 1–5% теория способна прогнозировать поведение скорости УЗ-волн в зависимости от параметров состояния в исследованном классе жидкостей.

Скорость ультразвуковых волн в газах, жидкостях и кристаллах, является одним из важнейших параметров конденсированных сред, определяется их структурой и характером межмолекулярных взаимодействий между частицами. Экспериментальные данные показывают, что для большинства «нормальных» жидкостей, таких как жидкие благородные газы, линейные и циклические углеводороды и их галогенозамещенные скорость ультразвуковых волн монотонно уменьшается с ростом температуры на линии равновесия жидкость-пар, монотонно возрастает вдоль изотерм при повышении давления в жидкости. Исключением из этого правила является вода и глицерин, в которых скорость УЗ-волн при отрыве от точки плавления сначала возрастает, достигает максимального значения и только затем монотонно уменьшается.

Скорость звука в конденсированной среде определяется известной формулой [1]

$$u = \sqrt{\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_S} = \sqrt{\frac{C_p}{C_V}\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_T}, \qquad (1)$$

где C_P, C_V – теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме,

($\gamma = C_p / C_V$ – отношение теплоемкостей).

Для идеальных и реальных разряженных газов формула (1) упрощается и принимает вид

$$u = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{i+2}{i}\frac{kT}{m_0}}, \qquad (2)$$

где i – число степеней свободы молекулы, m_0 – масса молекулы, T– абсолютная температура.

Авторами работ [2,3] в рамках модели жидкости как системы твердых невзаимодействующих шаров удалось точно выразить скорость звука в жидкостях через ее молекулярные характеристики

$$u = \sqrt{\frac{5kT}{3m}}\left(1 + \frac{7}{5}\xi + \frac{2}{5}\xi^2 - \frac{3}{5}\upsilon\frac{d\xi}{d\upsilon}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad (3)$$

где $\xi(\upsilon) = 4\frac{\upsilon_0}{\upsilon} g(r_0 + 0)$,

$g(r)$ – радиальная функция распределения частиц, $g(r_0+0)$ – ее значение на расстоянии *r*, бесконечно мало превосходящем диаметр частицы, причем функции ξ и $g(r)$ не зависят от температуры.

Механика сплошных сред с учетом теории коррелятивных функций позволяют составить систему уравнений для определения скорости звука через двух частичную функцию распределения $g(r)$ [4,5]

$$u=\left[\frac{1}{m_0}\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T+\frac{\theta}{m_0\rho^2 C_v}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v^2\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

$$\theta\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T=1+4\pi\rho\int_0^\infty\left(g(r)-1\right)r^2dr\ , \tag{5}$$

$$C_v=\frac{3}{2}Nk+2\pi N\rho\int_0^\infty\frac{\partial g(r)}{\partial T}r^2dr\,, \tag{6}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\upsilon=k\rho-\frac{2\pi\rho}{3}\int_0^\infty\Phi'(r)\frac{\partial g(r)}{\partial T}r^3dr\,, \tag{7}$$

Соотношения (4)–(7) позволяют исследовать зависимость скорости звука от параметров состояния жидкости, более того подобные исследования позволяют судить о поведении радиальной функции распределения системы [5].

Развитие кластерных моделей конденсированных сред показывает, что процессы кластеризации заметно влияют на величину скорости звука в веществе. Это влияние особенно заметно в насыщенных парах жидкостей, поэтому температурная зависимость скорости звука носит более сложный характер, чем $u \square \sqrt{T}$ [5].

Физические модели, претендующие на описание структуры жидкостей должны прогнозировать особенности зависимостей скорости УЗ-волн от параметров состояния как для «нормальных» так и для «аномальных» жидкостей. Автором показано, что отмеченные особенности распространения скорости ультразвуковых волн в жидкостях можно объяснить в рамках предложенной ранее кластерной модели вещества.

Кластерная модель строения жидкостей, разработанная автором [6–8] предполагает существование кластерных образований в жидкостях, причем равновесное распределение кластеров по количественному составу задается функцией с плотностью вероятностей

$$f(x)=\frac{\lambda^\alpha}{\Gamma(\alpha)}\mathrm{Z}^{\alpha-1}e^{-\lambda Z}, \tag{8}$$

где λ – параметр масштаба ($\lambda>0$), α – параметр формы, или порядок распределения ($\alpha>0$), $\Gamma(\alpha)$ – Гамма-функция (эйлеров интеграл второго рода), Z – число частиц вкластере.

Среднее число частиц в кластере находится по общим правилам математической статистики и приводит к соотношению [6–8]

$$\bar{Z}=\int_0^\infty Z\cdot f(Z)\,dZ=\frac{\alpha}{\lambda}=\pi^2\eta\exp(\eta) \tag{9}$$

где η – коэффициент атомной упаковки и определяется как отношение собственного объема частицы υ_{atom} к полному объему υ, приходящемуся на одну частицу в веществе

$$\eta = \frac{\upsilon_{atom}}{\upsilon} = \frac{\pi\sigma_0{}^3}{6\upsilon} = \frac{1}{6}\pi\sigma^3\rho_{atom}, \qquad (10)$$

где σ_0 – эффективный диаметр молекулы вещества, ρ_{atom} – атомная плотность.

Коэффициент молекулярной упаковки η в жидкостях не может превышать значения 0.75 вблизи температуры плавления вещества и ограничен его значением в критической точке $\eta_c = 0.13 - 0.22$.

Скорость звука в конденсированной среде определяется формулой (1) для идеальных и разряженных газов формулой (2).

В жидкостях в рамках масштабной теории с учетом формулы для расчета числа частиц $\bar{Z}$ в среднем кластере (9) соотношение для скорости звука представим формулой

$$u = a\sqrt{\frac{i+2}{i}\frac{kT}{m_0}}\cdot\bar{Z}^{n_1}, \qquad (11)$$

где a и n_1 – эмпирические постоянные.

В предположении, что в критической точке $T = T_c$ число степеней свободы молекулы остается прежнем и равным i, число частиц в кластере в критической точке составляет величину $\bar{Z}_c$, формулу (11) запишем в приведенной форме

$$u = u_c\sqrt{\frac{T}{T_c}}\cdot\bar{Z}_*^{n_1}, \qquad (12)$$

здесь u_c – скорость звука в критической точке жидкость-пар, $\bar{Z}_* = \bar{Z}/\bar{Z}_c$ – приведенное число частиц в кластере жидкости.

Число частиц в кластере в критической точке можно оценить по коэффициенту молекулярной упаковки в этой точке согласно формуле (10) считая, что эффективный диаметр молекулы вещества совпадает с геометрическим параметром потенциала взаимодействия между частицами.

Полученное соотношение (12) для расчета скорости ультразвуковых волн в жидкостях способно описать поведение этой величины в простых и органических жидкостях, более того прогнозирует аномальное поведение этой величины в воде вдоль линии равновесия жидкость-пар с погрешностью $\pm 2\%$ (см. рис. 1). Эмпирические постоянные уравнения (12) для воды оказались равными: скорость УЗ-волн в критической точке $u_c = 186.04\,\text{m/c}$, $n_1 = 1.625$.

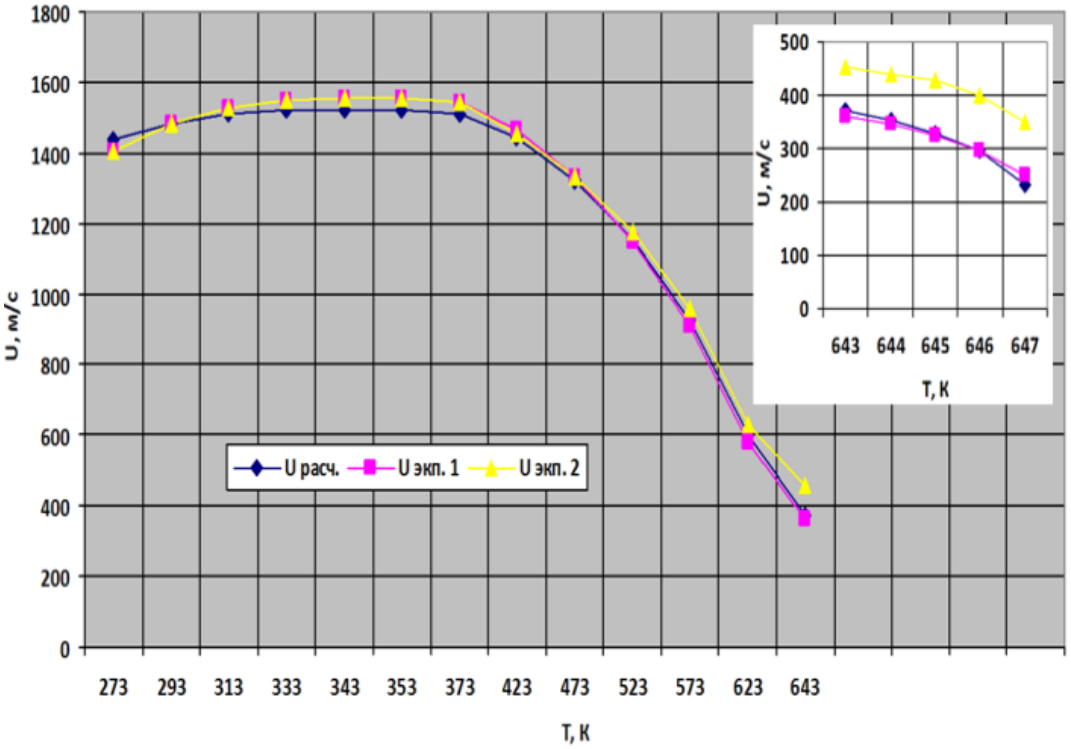


Рис. 1 Скорость звука в воде на линии равновесия жидкость-пар по кластерной модели [9,10]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиршфельдер Дж., Кертисс С., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ., 1961. 929 с.
2. Фишер И.З. К молекулярной теории скорости звука в жидкостях // Акуст. Журнал. 1957. **3**. 2. С. 206–207.
3. Kirkwood J., Mann E., Alder B. Radial distribution functions and the equation of state of a liquid composed of rigid spherical molecules // J. Chem. Phys. 1950. 18. 8. P. 1040–1047.
4. Николаева О.П. Радиальная функция распределения и скорость звука в плотных газах и жидкостях // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2007. №3. С. 14–17.
5. Павлов А.М. Влияние процессов кластеризации в газах на скорость звука и его поглощение // ФІП ФИП PSE. 2010. Т.8. №1.vol. 8. №1. С. 77–80.
6. Мельников Г.А., Кластерная теория и релаксационные процессы в жидкостях, Курск: КГУ, РАО, 2010. 160с.
7. Melnikov G.A., Verveyko V.N., Polyansky A.V., Int. J. Them. **32,** 901 (2011)
8. Melnikov G.A., Verveyko V.N., Melichov Yu.F. et al., High. Themperature **50,** 214 (2012)
9. Wagner W., Prus A. The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2002. Vol. 31. No. 2.P. 387.
10. http://webbook.nist.gov/cgi/gluid.

ВЯЗКОУПРУГАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЖИДКОСТЯХ

Бадмаев Б.Б.[1)], Дамдинов Б.Б.[1,2)], Дембелова Т.С.[1)]

[1)] Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ;
[2)]Бурятский государственный университет, г. Улан-Удэ
E-mail: dababa@mail.ru

Изучение сдвиговых вязкоупругих свойств жидкостей и выявление природы релаксационных процессов, протекающих в них, являются актуальными проблемами физической акустики. Вязкоупругие параметры сред являются их важнейшими характеристиками, как в научном плане, так и в практическом отношении. В изучении вязкоупругих свойств жидкостей важную роль играют акустические методы, которые остаются единственным инструментом, позволяющим получить значения модулей сдвиговой упругости (G' и G''), характеризующих вязкоупругое поведение. Одним из методов исследования вязкоупругих свойств жидкостей является изучение реакции жидкости на сдвиговые воздействия с определенной частотой. Принято считать, что значения модулей сдвиговой упругости жидкостей можно определить только в высокочастотном режиме, поскольку согласно классическим теориям (Я.И. Френкеля и др.), сдвиговая упругость жидкостей может быть обнаружена только при частотах 10^{10} Гц и выше, сравнимых с частотой перескоков отдельных частиц жидкости. Однако в работах У.Б. Базарона, Б.В. Дерягина и А.В. Булгадаева, продолженных в настоящей работе, была обнаружена сдвиговая упругость у различных жидкостей при относительно низкой частоте 74 кГц. Обнаружение сдвиговой упругости у жидкостей при частотах сдвиговых колебаний порядка 10^5 Гц, независимо от их вязкости и полярности, свидетельствует о том, что существуют некоторые пробелы в представлениях о природе жидкого состояния вещества. Нами было предположено, что в жидкости имеется низкочастотный вязкоупругий релаксационный процесс с периодом релаксации, намного превышающим время оседлого существования отдельных частиц жидкости. Было также показано, что тангенс угла механических потерь для всех исследованных жидкостей меньше 1. В соответствии с реологической моделью Максвелла это означает, что частота релаксации этого процесса лежит ниже частоты эксперимента.

ВВЕДЕНИЕ

Существует широкий класс жидкостей, а также есть многофазные среды, которые обладают свойством менять свою вязкость под воздействием внешней нагрузки, обнаруживая вязкоупругие свойства. Реологические измерения являются мощным косвенным методом исследования физико-химических свойств таких веществ и их состояния. Динамические испытания позволяют разделить упругую и вязкую составляющие механического отклика и представить результаты в виде комплексного модуля упругости. В работах [1,2] динамическим методом был обнаружен комплексный модуль сдвига у жидкостей при частоте 74 кГц. Настоящая работа продолжает исследования сдвиговых вязкоупругих свойств различных жидкостей. Для этого были созданы экспериментальные установки для применения акустического резонансного метода исследования на частотах 40 и 74 кГц. Измерены сдвиговые вязкоупругие свойства (действительный и мнимый модули сдвига, тангенс угла механических потерь) указанных систем при частотах сдвиговых колебаний ниже 10^5 Гц. Предложена приближенная кластерная модель поведения вязкоупругих материалов при низкочастотном сдвиговом воздействии. Показано, что неньютоновские жидкости, обладающие вязкоупругостью, проявляют также и нелинейные свойства. Поведение вязкоупругих жидкостей вблизи границ очень похоже на то, как ведут себя коллоидные частицы или гранулированные материалы.

Все реальные вещества в той или иной мере обладают как упругими, так и вязкими свойствами. Для характеристики поведения материала рассматривают зависимость между прилагаемым к нему напряжением и вызываемой этим напряжением деформацией и составляют реологическое уравнение, связывающее эти величины и их производные по времени. Простейшее реологическое уравнение, выполняемое в случае малых деформаций для большинства твердых тел – закон Гука в его наиболее простой форме: $\gamma = \sigma/G$, где σ - напряжение, G - модуль упругости, γ -

деформация. Поведение маловязких жидкостей обычно хорошо следует другому реологическому уравнению - закону Ньютона: $d\gamma/dt = \sigma/\eta$, где σ - напряжение сдвига, η - коэффициент вязкости.

В действительности не существует идеальных ньютоновских жидкостей, полностью лишенных упругости, как и идеально упругих тел. При любых условиях деформирования реальные материалы обладают целым спектром механических свойств. К примеру, все реальные жидкости и полимеры могут проявлять как упругость, так и вязкость. Для приближенного описания линейных вязкоупругих свойств обычно пользуются различными реологическими моделями. Максвеллом была предложена простейшая реологическая модель вязкоупругого материала, которая состоит из последовательно соединенных пружины и демпфера – поршня в вязкой среде [3]. В этой модели упругие свойства определяются пружиной, а внутреннее трение - демпфером и характеризуется вязкостью. В такой модели полная деформация γ складывается из деформаций упругого элемента, подчиняющегося закону Гука, и вязкого элемента, подчиняющегося закону Ньютона. Сразу после приложения силы настурит упругая деформация пружины, а затем в течение всего времени действия силы будет развиваться вязкое течение, следствием которого является часть деформации, которая не исчезнет после прекращения действия силы.

Если к телу приложено синусоидально изменяющееся напряжение $\sigma = \sigma_o \cos \omega t$, где t - время, $\omega = 2\pi f$ - циклическая частота, σ_o – амплитуда напряжения, то деформация будет также изменяться синусоидально $\gamma = \gamma_o \cos(\omega t - \theta)$, где γ_o - амплитуда деформации, θ - сдвиг фаз между напряжением и деформацией. В этом случае рассматривается комплексный модуль сдвига $G^* = G' + iG''$. Действительная и мнимая части комплексного модуля сдвига равны, соответственно:

$$G' = \frac{G}{1 + \left(\frac{1}{\omega\tau}\right)^2}, \qquad (1)$$

$$G'' = \frac{\omega\eta_м}{1 + \omega^2\tau^2}. \qquad (2)$$

G' является мерой энергии, получаемой и отдаваемой элементарным объемом данного тела за период.G'' характеризует диссипацию энергии колебаний в вязкоупругом теле. $G'(\omega)$ называют динамическим модулем упругости (для частоты ω). $G''/\omega = \eta(\omega)$ называется динамической вязкостью и играет в акустических уравнениях роль вязкости. Максвелловская среда при низких частотах ($\omega\tau << 1$) ведет себя как обычная вязкая жидкость, при увеличении частоты действительный модуль сдвига возрастает и при очень высоких частотах ($\omega\tau >> 1$) среда ведет себя как упругое твердое тело. Реологическая модель Максвелла вполне удовлетворительно описывает вязкоупругое поведение жидкостей. Согласно релаксационной теории Максвелла и характера теплового движения частиц жидкости сдвиговая упругость у жидкостей может быть обнаружена только лишь при частотах выше частоты перескоков молекул с одного временного положения в другое. Оценка времени оседлой жизни отдельных молекул для обычных маловязких жидкостей на основании скорости самодиффузии дает значение порядка 10^{-11}-10^{-12} с, соответственно частота равна $1/\tau = 10^{10}$-10^{11} Гц. Аналогичный результат получается из расчета максвелловского времени релаксации $\tau = \eta/G$, где модуль сдвига должен иметь порядок величины сдвиговой упругости соответствующего твердого тела, т.к. при плавлении твердых тел межмолекулярные силы взаимодействия испытывают незначительное изменение. В частности, для воды можно принять $G = 10^9$ Па, а $\eta = 0.001$ Па с, тогда $1/\tau = 10^{12}$ Гц. Однако эта область частот недостижима для обычных акустических методов. Поэтому подробно исследовать релаксационную область прямыми методами можно только у вязких жидкостей.

Разработано множество методов изучения механических свойств вязкоупругих материалов. Большинство методов связано с акустическими измерениями различных параметров жидкостей. Для исследования очень вязких веществ, расплавов полимеров обычно применяют низкочастотные вибраторы. Для исследования маловязких жидкостей и растворов используют звуковые и ультразвуковые вибраторы. Частотный диапазон этих методов простирается от 10^{-4} до 10^{9} Гц, а измеряемые модули доходят до 10^{9} Па. Подробный обзор различных методов измерения вязкоупругих свойств материалов представлен в монографиях Матесона [4], Ферри [5], Мэзона [6]. Во-первых, это реверберационные методы на низких частотах. Во-вторых, это акустические интерферометры, в которых определяется скорость звука и затухание по интерференции двух волн: излученной преобразователем и отраженной от перемещаемой пластины. В-третьих, это низкочастотные вибраторы. Измеряемыми величинами являются изменение резонансной частоты и добротности вибраторов. В-четвертых, резонансные методы измерения комплексного модуля сдвига жидкостей. Упругие силы в жидкости повышают собственную частоту вибратора, а вязкие - увеличивают затухание. Этот метод измерения перекрывает диапазон от низких частот до ультразвуковых частот. Используемый в нашей работе метод как раз относится к этой группе. Исследование сдвиговой упругости высоковязких веществ в области их размягчения впервые было проведено Дерягиным с сотрудниками [7]. Метод, применявшийся ими, заключался в возбуждении колебаний цилиндра, погруженного в исследуемую жидкость, находящуюся в другом цилиндре большего радиуса. Авторы по данным своих экспериментов и известным значениям вязкости исследованных жидкостей определили времена вязкоупругой релаксации. Аналогичные исследования канифоли, глюкозы и вара на частоте 3.1 кГц методом составного стержня были проведены Корнфельдом [8]. Модуль сдвига исследованных жидкостей оказался порядка 10^{7} Па. Была показана большая зависимость упругости от температуры. Наблюдалось согласие со свойствами простой реологической модели Максвелла. В работах [9,10] показано, что ряд вязкоупругих жидкостей проявляют свойства аномально медленного перехода к равновесию, так называемая медленная кинетика. Авторами экспериментально измерен комплексный модуль сдвига нефти, который зависит как от температуры, так и от частоты колебаний.

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД

В работах Базарона, Дерягина и Булгадаева [1,2] впервые был применен необычный уникальный метод измерения сдвиговых свойств жидкостей, не имеющий ограничений по вязкости. Авторами обнаружено существование сдвиговой упругости у всех жидкостей независимо от полярности и вязкости при сравнительно низкой частоте 74 кГц. Измеримой сдвиговой упругостью обладали такие жидкости как вода, ацетон, бензол и др. Метод измерения сдвиговой упругости заключался в следующем. Пьезокварцевый кристалл X-18^{o} среза в форме прямоугольного бруска совершает колебания сжатия и растяжения. Боковая горизонтальная поверхность, совершающая тангенциальные смещения, соприкасается с пленкой жидкости, накрытой кварцевой призмочкой. Если жидкость не обладает упругостью формы, то резонансная частота кристалла может только уменьшаться за счет диссипации энергии в пленке жидкости. Если же исследуемая жидкость обладает упругостью, то резонансная частота кварца должна возрастать, причем обратно пропорционально толщине жидкой прослойки. Именно такая зависимость наблюдалась у всех исследованных жидкостей.

В нашей работе был также применен акустический резонансный метод исследования вязкоупругих свойств жидкостей. Теория метода дает для действительной и мнимой частей комплексного модуля сдвига следующие выражения [2]:

$$G' = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f' H}{S} \qquad (3)$$

$$G'' = \frac{4\pi^2 M f_0 \Delta f'' H}{S}, \quad (4)$$

где S - площадь основания накладки, H - толщина жидкой прослойки, M - масса пьезокварца, f_0 - его резонансная частота. Откуда видно, что как действительный, так и мнимый сдвиги частот должны быть обратно пропорциональны толщине прослойки жидкости при постоянных значениях модулей сдвига. Тангенс угла механических потерь выражается так:

$$\tan\theta = \frac{G''}{G'} = \frac{\Delta f''}{\Delta f'}. \quad (5)$$

Мнимый сдвиг частоты равен половине изменения ширины резонансной кривой:

$$\Delta f'' = \frac{\Delta\alpha}{2} = \frac{\alpha - \alpha_0}{2}, \quad (6)$$

где α - ширина резонансной кривой нагруженного жидкостью пьезокварца, α_0 – ширина резонансной кривой свободного пьезокварца.

Предполагая, что жидкость можно приближенно считать вязкоупругим телом Максвелла, ее эффективная вязкость может быть рассчитана по формуле:

$$\eta_м = \frac{G'(1+\tan^2\theta)}{2\pi f_0 \tan\theta}. \quad (7)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования нами были выбраны различные жидкости: гликоли, спирты, углеводороды, полимерные жидкости и пропиточные растворы.

На (рис.1) показаны зависимости действительного сдвига резонансной частоты пьезокварца от обратной величины толщины пленок для трех органических жидкостей: этиленгликоль, диэтиленгликоль и триэтиленгликоль, при основной рабочей частоте 40 кГц [11,12]. Это свидетельствует о том, что эти жидкости обладают объемным модулем сдвига. По формуле (3) можно определить значения действительных модулей упругости этих жидкостей. Для этиленгликоля G' = 0,41·10^5 Па, для диэтиленгликоля G' = 0.51·10^5 Па, для триэтиленгликоля G' = 0,74·10^5 Па. На (рис.2) показаны зависимости мнимого сдвига резонансной частоты от обратной толщины прослойки для этих же жидкостей. Интересно отметить, что зависимости также линейные.

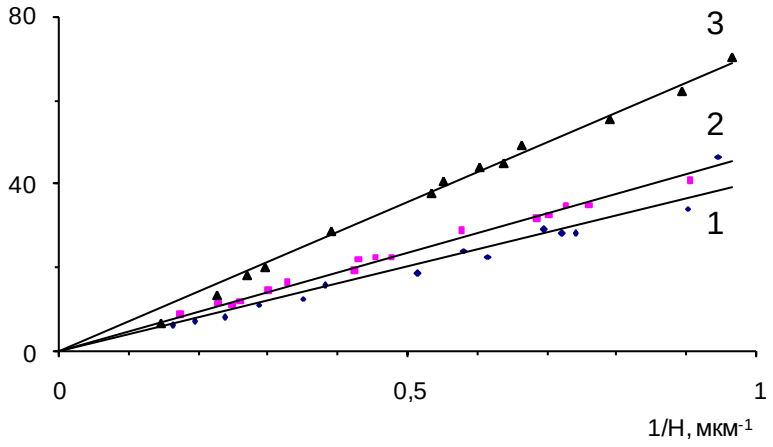


Рис.1. Зависимости действительного сдвига частоты для этиленгликоля (1), диэтиленгликоля (2), триэтиленгликоля (3)

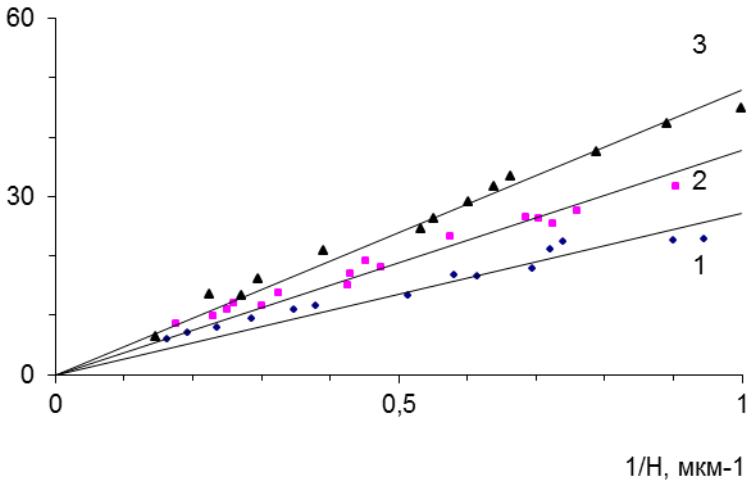


Рис.2. Зависимости мнимого сдвига частоты для этиленгликоля (1), диэтиленгликоля (2) и триэтиленгликоля (3)

На (рис.1) и (рис.2) видно, каким образом изменяются под действием пленки жидкости с накладкой резонансные свойства пьезокварца, причем эти изменения обусловлены определенными свойствами каждой жидкости. Для вышеназванных жидкостей тангенсы угла механических потерь, по формуле (5), получаются соответственно равными: для этиленгликоля $\tan\theta = 0{,}72$; для диэтиленгликоля $\tan\theta = 0{,}65$; для триэтиленгликоля $\tan\theta = 0{,}44$. Видно, что модуль сдвиговой упругости возрастает с увеличением вязкости.

Табличное значение вязкости этиленгликоля (определяемое капиллярным вискозиметром) при температуре эксперимента (21°C) равно 0.18 Пз, диэтиленгликоля - 0.32 Пз, а триэтиленгликоля - 0.34 Пз.

Интересно сравнить эти значения вязкостей с эффективными вязкостями, проявляющимися при предположениях, когда в жидкости складываются упругие и вязкие деформации, т.е. в случае тела Максвелла.

Для этого применим измеренные значения сдвиговой упругости и тангенса угла механических потерь, воспользовавшись формулой (7). Для этиленгликоля, диэтиленгликоля и триэтиленгликоля получаются следующие значения вязкостей: $\eta_м = 3{,}24$ Пз, $\eta_м = 4{,}92$ Пз и $\eta_м = 5{,}46$ Пз, соответственно. Полученные вязкости значительно превосходят табличные значения. Мы предполагаем, что при малых сдвиговых деформациях жидкости обладают некоторой структурой, которая затем разрушается при больших деформациях. Для всех исследованных жидкостей были также получены линейные зависимости действительного и мнимого сдвигов частот от обратной величины толщины пленки. Рассчитанные значения модуля сдвиговой упругости G' и тангенса угла механических потерь $\tan\theta$ и вязкостей исследованных жидкостей приведены в Таблице 1. Для сравнения в Таблице 2 приведены результаты исследования вязкоупругих свойств этих же жидкостей при частоте 74 кГц.

Можно видеть, что значения действительного модуля сдвига уменьшаются с уменьшением частоты, а значения тангенса угла механических потерь растет, оставаясь меньше 1. Так, например, для дибутилфталата при частоте 40 кГц модуль сдвига $G' = 0{,}65 \cdot 10^5$ Па, а тангенс угла механических потерь $\tan\theta = 0{,}21$. При частоте 74 кГц для дибутилфталата - $G' = 0{,}85 \cdot 10^5$ Па, $\tan\theta = 0{,}02$. Такое поведение вязкоупругих свойств согласуется с простой реологической моделью Максвелла.

Таблица 1. Вязкоупругие свойства различных жидкостей при частоте 40 кГц

ЖИДКОСТИ	t, ^{o}C	$G'\cdot10^{-5}$,Па	$\tan\theta$	$\eta_{м,}$ Пз	$\eta_{т}$, Пз
Этиленгликоль	22	0,40	0,76	3,24	0,19
Диэтиленгликоль	24	0,51	0,44	5,46	0,32
Триэтиленгликоль	23	0,74	0,65	6,39	0,34
Дибутилфталат	24	0,65	0,29	9,58	0,02
Бутиловый спирт	22	0,94	0,22	17,7	0,03
Олеиновая кислота	19	0,76	0,23	13,8	0,30
Капроновая кислота	24	0,64	0,43	6,95	0,03
Тетрадекан	25	0,56	0,28	8,50	0,02
Пентадекан	24	0,63	0,13	19,42	0,025
Гексадекан	23	0,66	0,12	21,99	0,034
Вазелиновое масло	25	1,13	0,61	10,10	0,26

Таблица 2. Вязкоупругие свойства различных жидкостей при частоте 74 кГц

ЖИДКОСТИ	t, ^{o}C	$G'\cdot10^{-5}$, Па	$\tan\theta$	$\eta_{м,}$ Пз	$\eta_{т}$, Пз
Этиленгликоль	22	0,91	0,24	8,61	0,19
Диэтиленгликоль	24	1,22	0,31	9,33	0,32
Триэтиленгликоль	23	1,28	0,27	11,01	0,34
Дибутилфталат	20	0,85	0,21	9,00	0,02
Бутиловый спирт	22	1,03	0,10	22,50	0,03
Олеиновая кислота	19	1,60	0,21	6,97	0,30
Капроновая кислота	21	0,76	0,32	5,67	0,03
Тетрадекан	23	0,68	0,10	27,07	0,02
Пентадекан	24	0,71	0,09	31,34	0,025
Гексадекан	24	0,75	0,08	37,19	0,034
Вазелиновое масло	25	1,36	0,50	7,36	0,26

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ В РАМКАХ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Релаксационная спектрометрия исходит из факта дискретности структуры жидкостей и твердых тел и соответственно этому из дискретности релаксационных процессов. Последние связаны с различными формами теплового движения структурных элементов в подсистемах, т.е. с дискретным спектром молекулярной подвижности. Характерное время релаксации τ_i в дискретном спектре для каждого релаксационного процесса зависит от температуры по известному уравнению Больцмана-Аррениуса:

$$\tau_i = B_i \exp(\frac{U_i}{kT}) \qquad (8)$$

где U_i - энергия активации *i*-го процесса, B_i - коэффициент, зависящий в общем случае от размеров кинетических единиц, участвующих в данном процессе. Для кинетических единиц сложной природы B_i зависит от особенностей их внутренней структуры. Энергия активации U_i характеризует силы сцепления между кинетическими единицами и их взаимодействие. Для простых кинетических единиц (атома, молекулы) физический смысл B_i трактуется как время одной попытки частицы перейти через

потенциальный барьер при тепловых колебаниях. Время одной попытки равно периоду колебаний τ_0 кинетической единицы, поэтому $B_i \approx \tau_0 \approx 10^{-12}$ с.

Спектры могут быть получены как квазистатическими методами (релаксация напряжения), так и динамическими (механические и диэлектрические потери). Дискретный спектр и вклады отдельных релаксационных переходов в общий процесс либо рассчитывается из изотерм релаксации напряжения, либо определяются по положению максимумов на непрерывном спектре времен релаксации. Максимумам на температурных спектрах внутреннего трения соответствуют дискретные температуры релаксационных переходов T_i при ν=const, а на частотных спектрах внутреннего трения - дискретные или характерные частоты переходов ν_i при T=const. Из температурных зависимостей τ_i и частотных зависимостей T_i определяются B_i и U_i[13,14].

Здесь остановимся лишь на α- и λ-процессах релаксации. В физике полимеров α-процессом релаксации называют переход из высокоэластического в стеклообразное упруго-твердое состояние под внешним механическим воздействием при различных частотах. Сдвиговая упругость и переход простых жидкостей в упругое состояние, т.е. процесс механического стеклования, обнаруживается при частотах порядка $\nu = 10^9$-10^{11} Гц, ибо вода и другие жидкости характеризуются временами релаксации $\tau = 10^{-10}$-10^{-12} с. Этот высокочастотный релаксационный процесс в жидкостях по аналогии с обозначениями в полимерах можно называть α-процессом релаксации. Наряду с α-процессом релаксации, который имеет место в области стеклования, в аморфных полимерах выше температуры стеклования наблюдается так называемый λ-переход или целая группа λ-переходов. Этот процесс релаксации не сопровождается изменениями в химической структуре (без разрывов С-С и других химических связей). Природа λ-процесса релаксации связана с распадом и восстановлением микрообъемного физического узла (λ-узла) молекулярной сетки.

Нами выдвинута гипотеза о том, что динамическая структурная микронеоднородность является характерной чертой, как полимеров, так и жидкостей; она присуща не только сильновязким жидкостям, но и простым жидкостям с малой вязкостью [15]. По нашему мнению, между сильновязкими и простыми жидкостями нет принципиального различия. Между ними есть лишь количественное отличие, а именно время жизни кластеров в маловязких простых жидкостях существенно меньше, чем у сильновязких жидкостей. В рамках кластерной модели низкочастотная вязкоупругая релаксация жидкостей обусловлена распадом относительно долговечных кластеров - временных упорядоченных микрообластей структуры. Природа таких кластеров является флуктуационной: с течением времени они образуются и распадаются. Время их жизни велико не из-за частиц больших размеров, а вследствие большого числа связанных молекул z, входящих в кластер. Распад кластера происходит путем перехода “связанная молекула - свободная молекула”, напоминающего распад капли жидкости за счет испарения отдельных молекул. Такой многоступенчатый процесс характеризуется большим временем релаксации τ. По аналогии с релаксационным λ-процессом в аморфных полимерах будем полагать, что энергия активации низкочастотного вязкоупругого процесса релаксации не зависит от температуры. Она характеризует силу сцепления между кластером и кинетической единицей, ответственной за этот процесс.

На температурной зависимости тангенса угла механических потерь, полученной в нашей работе при частоте ν_1 = 40 кГц, наблюдались два максимума при температурах $T_1 \approx 30^oC$ $T_2 \approx 50^oC$. Следовательно, по аналогии с полимерами можно считать, что в вазелиновом масле, в интервале температур 20-80^{o}C, имеют место два λ-процесса релаксации λ_1 и λ_2, соответствующие двум разным типам физических узлов – кластеров [15]. При другой частоте ν_2 = 74 кГц о в вазелиновом масле обнаружен один максимум при температуре около $T_2 \approx 10^oC$. Для двух частот ν_1 = 40 кГц и ν_2 = 74 кГц,

подставив соответствующие температуры переходов T_1=303K(30^{o}C) и T_2=283K(10^{o}C), получаем следующую приближенную оценку энергии активации низкочастотного вязкоупругого релаксационного процесса (λ_1-процесса) для вазелинового масла:

$$U = \left(R \ln \frac{\nu_1}{\nu_2} \right) \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)^{-1} \approx 21{,}6 \frac{кДж}{моль}.$$

Получилось небольшое значение, близкое к энергии водородной связи (U≈5ккал/моль).

Таким образом, предварительный результат оценки энергии активации свидетельствует о том, что низкочастотный процесс релаксации в жидкостях относится к низкоэнергетическим процессам, что находится в согласии с предлагаемым нами элементарным механизмом данного процесса, который сводится к отрыву кинетической единицы от кластера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант№12-02-98012-р_сибирь_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Булгадаев А.В. О сдвиговой упругости граничных слоев жидкостей //ДАН СССР. — 1965. — Т.160. —В.4. — С.799-803 .
2. Базарон У.Б., Дерягин Б.В., Булгадаев А.В. Измерения сдвиговой упругости жидкостей и их граничных слоев резонансным методом //ЖЭТФ. — 1966. — Т.51. —В.4. — С.969-981.
3. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. М.,Л.: Изд. АН СССР, 1975. — 592с.
4. Matheson A.J. Molecular acoustics. London, New York, Sydney, Toronto, 1970. — 290 p.
5. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. М.: Иностр. литература, 1963. — 535 с.
6. Мэзон У. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультраакустике. М.: Иностр. литература, 1952. — 720 с.
7. Воларович М.П., Дерягин Б.В., Леонтьева А.А. Измерение модуля сдвига стекловидных систем в интервале размягчения //Журн. физ.химии, — 1936. — Т.8. —В.4. — С.479-485.
8. Корнфельд М. Упругие и прочностные свойства жидкостей //ЖЭТФ, — 1943. — Т.13. — С.116-122.
9. Миронов М.А., Шеломихина И.А., Зозуля О.М., Есипов И.Б. Медленная кинетика вязкоупругих свойств нефти при низкочастотных сдвиговых колебаниях // Акуст. журнал, 2012. — Т.58. —№1. — С.132-140.
10. Есипов И.Б., Зозуля О.М., Миронов М.А. Медленная кинетика нелинейности вязкоупругих свойств нефти при сдвиговых колебаниях // Акуст. журнал, 2014. — Т.60. —№2. — С.166-172.
11. Badmaev B.B., Dembelova T.S., Damdinov B.B. Shear viscoelastic properties of liquids and their boundary layers // Adv. Incolloidandinterfacesciences. 2003. — V.104. — Iss.1-3. — P.299-305.
12. Бадмаев Б.Б, Бальжинов С.А., Дамдинов Б.Б., Дембелова Т.С. Низкочастотная сдвиговая упругость жидкостей // Акуст. журнал. 2010. — Т.56. —№5. — С.602-605.
13. Бартенев Г.М., Бартенева А.Г. Релаксационные свойства полимеров. М.: Химия, 1992. — 394 с.
14. Козлов Г.В., Сандитов Д.С. Ангармонические эффекты и физико-механические свойства полимеров. Новосибирск: Наука, 1994. — 279 с.
15. Дамдинов Б.Б. Вязкоупругая релаксация в жидкостях при низких частотах: дис. ... докт. физ.-мат. наук. Улан-Удэ. 2012. — 186 с.

КОГНИТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ СМЫСЛОВОЙ СЕГМЕНТАЦИИ УСТНОЙ РЕЧИ (В ЗАТРУДНЕННЫХ ДЛЯ ВОСПРИЯТИЯ УСЛОВИЯХ ШУМА)

Потапова Р.К.[1)], Потапов В.В.[2)]

[1)] Московский государственный лингвистический университет, г. Москва;
[2)] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
E-mail: RKPotapova@yandex.ru

Влияние акустических шумов и помех на восприятие устной речи изучалось достаточно глубоко в течение ряда десятилетий прошлого века как у нас в стране, так и за рубежом, что было связано в первую очередь с определением качественных характеристик тракта, передающего речевой сигнал.

Данное направление междисциплинарного характера развивалось прежде всего в вокодерной телефонии, основным предметом которой являлся компандированный речевой сигнал, реализуемый на конкретном естественном языке, в частности, русском.

Суть исследований заключалась в специфике действия процесса маскировки акустического сигнала, которая определяется изменением порога слышимости устной речи по сравнению с ее восприятием в условиях отсутствия шумов, помех и искажений. Если проследить динамику развития исследований в данной области применительно к русской речи, то можно прийти к выводу, что первоначально основная задача заключалась в оценке качества самих передающих речь трактов (см. работы М.А. Сапожкова, А.А. Пирогова и др.). В связи с этим развивались исследования, направленные во второй половине XX в. на решение задачи определения критериев разборчивости русской речи в условиях шума. С помощью лингвистов были разработаны специальные таблицы разборчивости русской речи (см. напр., работы В. Г. Михайлова). Намного позже появились попытки исследования на фоне шумов и помех определения самого языка, на котором реализуется речевое сообщение, и далее идентификации говорящего, передающего сообщение в затрудненных для восприятия условиях. Естественно, что две вышеназванные задачи оказались намного сложнее, чем задача разборчивости речи.

В начале XXI века все более интенсивно развиваются исследования, соотносящиеся не только с вышеупомянутыми задачами, но и с задачами возможности декодирования смыслового контента устного речевого сообщения, в частности, в условиях шума с учетом различных градаций «понятности» речевой передачи, не ограничиваясь при этом только лишь слоговой и словесной степенью разборчивостью.

Задача подобного рода решалась нами на протяжении ряда лет в исследовании особенностей перцептивно-слухового восприятия и реконструкции смыслового контента в условиях белого шума звучащей русской речи, распределенной по видам речевой деятельности: чтения, монолога, диалога, полилога. Исследование проводилось поэтапно с учетом специфики решаемых задач:

- формирование специального корпуса экспериментальных текстов, предназначенных для чтения и пересказа;
- формирование корпуса тем, предлагаемых испытуемым в целях их использования в режиме диалога, полилога;
- проведение записи носителей русского языка в безэховой камере;
- монтаж полученных фонограмм с наложением белого шума по схеме «сигнал - шум» в режиме 0 дБ, 10 дБ, 20 дБ;
- проведение по специальной программе перцептивно-слухового анализа с привлечением аудиторов-носителей русского языка;

– создание базы данных реляционного типа с помощью MicrosoftExcel.

Полученные данные распределялись с учетом не только типов градации, но и видов речевой деятельности.

При подобном подходе к решению задачи необходимо было определить не только число распознанных лексических единиц, их принадлежность к тому или иному классу речи (об этом см. наши более ранние работы с участием М.В. Хитиной), но также и поэтапность декодирования по распознанным фрагментам темы зашумленного текста.

Дальнейшая задача включала восстановление (своего рода реконструкцию) общего смыслового контента воспринятого в затрудненных условиях материала, что было связано с целым рядом сложностей когнитивно-семантического характера. Для решения этой задачи нами был разработан новый комплексный подход, позволяющий реализовать переход от результатов по разборчивости речи к восстановлению семантических лакун и связей в рамках реконструируемого по данным восприятия текста в условиях шума. Для этого был предложен метод, включающий иерархию итераций:

– учет просодических моделей синтактико-семантической сегментации русской речи;
– учет различных видов экспликации тема-рематической структуры отдельных высказываний в рамках воспринятых фрагментов;
– учет моделей ритмо-метрических решеток русской речи;
– восстановление по полученным фрагментарным единицам зашумленного текста вербальных структур с учетом предикативной и лексической валентности применительно к русской речи;
– применение метода анализа по непосредственным составляющим (Е1С);
– применение метода предикативных зависимостей;
– определение единиц, характеризующихся признаком контекстуальной детерминированности с учетом вероятностного прогнозирования;
– построение вероятностной модели синтактико-семантических связей реконструируемого звучащего текста;
– общее смысловое декодирование реконструируемого звучащего текста с требуемой степенью точности смысловой реконструкции [Потапова, Потапов 2014].

Лингвистические характеристики текста, которые существенно влияют на меру адекватности его интерпретации реципиентом, мы называем информативно отмеченными, или прагматически релевантными. Иными словами, при оценке информативности отнюдь не все виды лингвистического (лингвосемиотического) анализа дают полезную (релевантную) информацию.

Концепторная (понятийно-номинационная) и лингвостилистическая организация текста, а также ряд его весьма конкретных экстралингвистических характеристик (организация его семантико-смысловой структуры, расстановка смысловых опор и мере их ориентации на «смысловой фокус» текста и пр.) – это так называемые информативные, или интерпретационные свойства текста, которые проявляются в процессе смысловой интерпретации и устанавливаются экспериментально.

Макроструктура текста может быть представлена также в виде иерархии разнопорядковых смысловых блоков – предикаций, где в качестве предикаций первого порядка выступают языковые средства, которыми передана основная идея сообщения, в качестве предикаций второго, третьего и т.д. порядка – языковые средства, которыми передано общее его содержание.

Микрострукутра текста может быть представлена в виде полного набора внутритекстовых связей, в которые вступают опорные смысловые узлы текста. Такие смысловые опоры могут быть выделены из текста с помощью специальной методики и

образуют логико-фактологическую цепочку, являющуюся основным смысловым содержанием текста.

Последовательность появления фактов (опорных смысловых узлов) в цепочке может отражать либо логику развертывания авторского замысла в иерархии коммуникативно-познавательных программ, либо логику развертывания речевого плана текста (речевого воплощения смысловой информации) вне зависимости от указанной иерархии. Способов выделения логики из текста два: первый – с учетом цели сообщения, его замысла – может быть реализован только после подробного предварительного знакомства с текстом; второй – без учета цели сообщения, его замысла – не предполагает предварительного ознакомления с текстом и выделяется в ходе его первого прочтения [Дридзе 1984:93-97].

Процесс декодирования смысла зашумленного или искаженного речевого сообщения представляется более сложным и многоуровневым:

– срыв восприятия речевого сигнала – в фонограмме слышен только шум;
– «псевдовосприятие» речевого сигнала – ложное угадывание отдельных слов;
– фрагментарное восприятие речевого сообщения – выделение ряда реальных слов и словосочетаний, в том числе и смысловых «ключей»[1]
– «псевдоосмысление» речевого сообщения – недостоверное или ложное прогнозирование темы текста на основе реальных и ложных смысловых «ключей»;
– общее понимание текста – адекватное определение темы и общего смысла текста при неполном восстановлении всего словесного материала;
– детальное понимание текста – результат почти дословной расшифровки фонограмм;
– критическое понимание текста.

Опираясь на такое представление об уровнях декодирования смысла речевого сообщения, разработаны градации адекватности восстановления смысла (АВС), которые определяют степень достоверности прогноза эксперта относительно смыслового содержания фонограммы и являются основой предлагаемого метода оценки АВС текста[Анализ методов оценки... 2010; Potapova, Potapov 2014].

Метод оценки АВС текста. Эксперт, работающий с фонограммой, не имеет каких бы то ни было априорных знаний о содержании анализируемого материала. Поэтому была сделана попытка подойти к решению проблемы оценки возможности адекватного понимания без привлечения громоздких процедур семантического анализа (метод должен быть прост и доступен).

Обработка полученного речевого материала включает следующие процедуры:

– группировка слов в семантические гнезда;
– определение (темы (тем);
– перегруппировка слов по степени смыслового приближения к теме;
– определение значений смысловых признаков;
– отнесение анализируемого текста к определенной градации АВС.

Группировка слов в семантические гнезда. В тексте находят слова, словосочетания или фразы, которые могут быть связаны между собой по смыслу. Эксперт заносит такие элементы текста в отдельные смысловые группы, каждая из которых имеет свое семантическое ядро.

Определение темы. Темой считается то явление, событие либо предмет, описанию которого посвящен текст. Тему выделяют на основе семантических ядер имеющихся смысловых групп. Тема может быть выражена словом или словосочетанием из восстановленного текста, но бывают случаи, когда эксперт сам вынужден формулировать тему исходя из общего смысла восстановленного материала.

В текстах значительного объема могут выделять несколько тем. Такие тексты лучше разделить на фрагменты и сначала провести анализ каждого фрагмента в

[1] Смысловые «ключи» – опорные единицы смысловой структуры текста.

отдельности, постепенно при необходимости объединяя фрагменты в более крупные единства.

При анализе фонограмм очень низкого качества эксперт также может прогнозировать несколько тем, даже если они исключают друг друга.

Перегруппировка слов по степени смыслового приближения к теме. На этом этапе единицы всех первичных смысловых групп подразделяются на 3 типа: а) слова, словосочетания и фразы, прямо относящиеся к теме; б) возможные при данной теме; в) не соответствующие данной теме.

В случае прогнозирования нескольких тем в одном фрагменте текста или при низком качестве фонограммы эксперт делает несколько вариантов перегруппировок, чтобы проверить все прогнозируемые темы.

Определение значений смысловых признаков. При оценке АВС текста используются четыре смысловых признака:

1) определенность темы,

2) словесный коэффициент к1,

3) коэффициент словосочетаний к2,

4) фразовый коэффициент к3.

Признак «определенность темы» может принимать следующие значения: -Т – тема не выделяется, øТ – тему формулирует эксперт своими словами, 0,5 Т – тема частично выражена словами текста, +Т – тема целиком выражена словами анализируемого текста.

Пояснений требует лишь значение 0,5 Т. Признак принимает это значение тогда, когда эксперт включает в определение темы конкретные слова или словосочетания из текста, а также свои собственные слова.

Коэффициенты (словесный, словосочетаний и фразовый) отражают уровень расшифровки содержания текста (отдельные слова, словосочетания, фразы) и показывают степень надежности определения темы. При выделении нескольких тем в одном фрагменте текста или при низком качестве записи смысловые признаки определяются для всех предполагаемых тем. В качестве «реальной» рассматривается та тема, смысловые признаки которой ближе к единице. При отсутствии словосочетаний или фраз в анализируемом материале соответствующие коэффициенты принимают значение «отсутствие» – ø к2 или ø к3. В остальных случаях коэффициенты вычисляются по простейшим формулам и могут принимать значения от отрицательного числа до 1.

Отнесение анализируемого текста к определенной градации АВС. Шкала уровней декодирования смысла текста насчитывает шесть градаций (оценка уровня критического понимания, очевидно, не входит в круг проблем, стоящих перед экспертом, который анализирует степень достоверности восстановления текста). Каждой градации соответствуют определенные значения смысловых признаков (статистически достоверные):

- срыв восприятия речевого сигнала – все смысловые признаки отсутствуют;
- «псевдовосприятие» речевого сигнала (значения смысловых признаков: -Т или øТ; к1 $\leq$ 0,3; к2 $\leq$ 0,3);
- фрагментарное восприятие речевого сообщения (значения смысловых признаков: øТ или 0,5Т; к1 = 0,4; к2 $\leq$ 0,5);
- «псевдоосмысление» речевого сообщения (значения смысловых признаков: 0,5 Т или +Т; к1 = 0,5; к2 = 0,5; к3 варьирует от отрицательного числа до единицы);
- общее понимание текста (значения смысловых признаков: +Т; к1> 0,5; к2 >0; к3 = 1);
- детальное понимание текста (значения смысловых признаков: +Т; к1 = 1 или øк1; к2 варьирует от отрицательного числа до единицы или принимает значение «отсутствие»; к3 = 1).

Градации 2 и 3 свидетельствуют о недостоверном восстановлении смысла текста. Градация 4 указывает на 50%-ю достоверность смыслового прогноза.Фонограммы отнесенные к градациям 1-4, вряд ли могут быть полезны, а при работе с текстом 5-й градации следует учитывать наличие пробелов в его смысловой структуре [Анализ методов оценки... 2010; Potapova, Potapov 2014].

На основе проведенного многоэтапного экспериментального исследования предпринята попытка определить когнитивную специфику функционирования лингвистического механизма применительно к декодированию смысловой информации в речемыслительной деятельности человека в затрудненных условиях.

Предполагается, что процесс восприятия, когнитивного анализа, осмысления и семантического «восстановления» текста с учетом медиа- и макросегментации письменной и устной речи активизирует разноуровневые речемыслительные процессы на базе когнитивной рефлексии и коммуникативно-деятельностного подхода. Степень вариативности медиасегментации при восстановлении текстов существенно ниже, чем степень вариативности макросегментации.

В докладе описаны различные этапы эксперимента, построенного на базе перцептивно-слухового анализа фонограмм слитной русской речи, реализованной в условиях белого и розового шума с различным соотношением «сигнал – шум».

На основе квантитативного вероятностно-частотного анализа данных можно сделать вывод, согласно которому установление границ смысловых сегментов квазитекста носит вероятностный характер. Локализация границ и вариативность способов маркирования определяется выбором того или иного типа маркера и семантической структурой текста.

Полученные данные свидетельствую о том, что соотношение числа маркеров медиа- и макросегментации варьирует в зависимости от особенностей слухового восприятия испытуемых. Однако, к числу основных тенденций следует отнести следующие наблюдения: выявлены две стратегии смыслового декодирования устных текстов в затрудненных для восприятия условиях с ориентацией на два вида информации: грамматическую и семантическую.

Далее, анализ сегментации текстов телефонных диалогов, рассматриваемых как дистантный опосредованный вид связи, позволил установить, что маркеры границ, фиксируемые испытуемыми, следует дифференцировать по трем группам: ядерной, промежуточной и маргинальной, – что находится в прямой зависимости от частоты их встречаемости на определенном участке квазитекста. Таким образом, помехи в канале слухового восприятия приводят к искажению конечного продукта смыслового декодирования и к появлению отрицательного эргономического эффекта когнитивной природы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Потапова Р.К., Потапов В.В. Теоретические основы нового подхода к реконструкции смыслового контента зашумленной русской речи // V Международный конгресс «Русский язык: исторические судьбы и современность». – М., 2014. – С. 577.
2. Анализ методов оценки предметной области и темы текстового сообщения. Отчет о выполнении НИР за 2010 год / Научн.рук-ль Р.К. Потапова. – М., 2010. – 182 с.
3. Дридзе Т.М. Текстовая деятельность в структуре социальной коммуникации. – М.: Наука, 1984. – 270с.
4. Potapova R., Potapov V. Auditory recognition of speech semantic content (on the basis of spoken discoursein noise) // Современное речеведение – агрегация междисциплинарных знаний. – М.: ФГБОУВПОМГЛУ, 2014. – (Вестн.Моск.гос.лингвист.ун-та; вып.13 (699). Сер.Языкознание). – С. 11-20.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ И АКУСТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПУЗЫРЬКА ПАРА С ТЕПЛОВЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ПРОЦЕССА НАСЫЩЕННОГО КИПЕНИЯ

Дорофеев Б.М., Волкова В.И.

Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Северо-Кавказский федеральный университет», Ставрополь
E-mail: stav.volkova@yandex.ru

На основе экспоненциальной зависимости радиуса пузырька пара от времени при насыщенном кипении получены формулы связи как перегрева жидкости, так и плотности теплового потока с радиусом пузырька пара, скоростью и ускорением при его росте, а также с генерируемым пузырьком переменным давлением в неволновом случае и в случаях излучения им плоской, цилиндрической и сферической волн.

В работах [1, 2] представлен вывод экспоненциальной зависимости радиуса R сферического пузырька пара от времени t при насыщенном кипении

$$\frac{R}{R_*}=1-\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \quad \overline{R}=1-\exp\left(-\bar{t}\right) \tag{1}$$

(R_* и τ_* - постоянные величины). Из этой зависимости следуют формулы относительных скорости

$$\frac{\dot{R}\tau_*}{R_*}=\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \quad \overline{\dot{R}}=\exp\left(-\bar{t}\right) \tag{2}$$

и ускорения

$$\frac{\ddot{R}\tau_*^2}{R_*}=-\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \quad \overline{\ddot{R}}=-\exp\left(-\bar{t}\right) \tag{3}$$

при росте пузырька.

С учетом (1) уравнение теплового баланса жидкости и пара в любой момент времени имеет вид:

$$m'c'\theta_0=m'c'\theta+\frac{4}{3}\pi\rho''LR_*^3\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)\right]^3 \tag{4}$$

(m' - масса участвующего в теплообмене с пузырьком пара окружающего его слоя перегретой жидкости, c', θ_0 и θ - соответственно ее удельная теплоемкость, начальный и текущий среднеинтегральные перегревы, ρ'' - плотность пара и L - удельная теплота парообразования. Из (4) получаем формулы относительного перегрева жидкости:

$$\frac{\theta}{\theta_0}=1-\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right)^3\right], \qquad \bar{\theta}=1-\left[1-\exp\left(-\bar{t}\right)\right]^3. \tag{5}$$

В [1, 2] также показано, что в случае пузырьков пара сферической формы плотность теплового потока q через их межфазную поверхность определяется так:

$$q = \rho'' L \dot{R} = \rho'' L \frac{R_*}{\tau_*} \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right). \tag{6}$$

При этом относительная плотность теплового потока

$$\frac{q}{q_0} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \qquad \bar{q} = \exp\left(-\bar{t}\right). \tag{7}$$

Из формул (5) и (7) следует, что

$$\exp\left(-\bar{t}\right) = 1 - \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}} = \bar{q}\,. \tag{8}$$

При этом из (1), (2), (3) и (8) получаем соотношение связи гидродинамических характеристик пузырька пара с его тепловыми параметрами:

$$\bar{R} = \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}} = 1 - \bar{q}\,, \tag{9}$$

$$\bar{\dot{R}} = 1 - \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}} = \bar{q} \tag{10}$$

$$\bar{\ddot{R}} = \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}} - 1 = -\bar{q}\,. \tag{11}$$

Графики зависимостей (1), (2), (3), (9), (10) и (11) представлены на Рис. 1.

В монографии [2] на основе анализа неволнового случая и сведений о возбуждении пузырьками пара плоской и сферической [3, 4], а также осесимметричной цилиндрической [5] волн, получены упрощенные формулы генерируемого пузырьком переменного давления во всех этих случаях:

$$p_0(t) = A_0 V(t), \qquad A_0 = \frac{\rho' c^2}{V_0}; \tag{12}$$

$$p_1(t) = \frac{A_1 dV(t)}{dt}, \qquad A_1 = \frac{\rho' c}{2S}; \tag{13}$$

$$p_2(t) = \frac{A_2 dV(t)}{dt}, \quad A_2 = \frac{k\rho' c H_0^{(2)}(kr)}{4\delta_0}; \tag{14}$$

$$p_3(t) = \frac{A_3 d^2 V(t)}{dt^2}, \quad A_0 = \frac{\rho'}{4\pi r}\,. \tag{15}$$

В этих формулах индексы 0, 1, 2 и 3 указывают число степеней свободы колебаний частиц жидкости, соответствуя неволновому случаю (0), а также излучению пузырьком плоской (1), цилиндрической (2) и сферической (3) волн. В них V – текущий объем пузырька, ρ' - плотность жидкости, c – скорость звука, V_0 – объем малого сосуда (линейные размеры которого меньше $c\tau$, τ - длительность возбужденного импульса давления), S – площадь поперечного сечения акустически узкого (с радиусом $R_0 << c\tau$) канала, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (λ - длина звуковой волны), $H_0^{(2)}(kr)$ - функция Ганкеля второго рода нулевого порядка, δ - толщина тонкого ($\delta << c\tau$) слоя жидкости, r - расстояние от пузырька до места определения давления ($R << r << \lambda$).

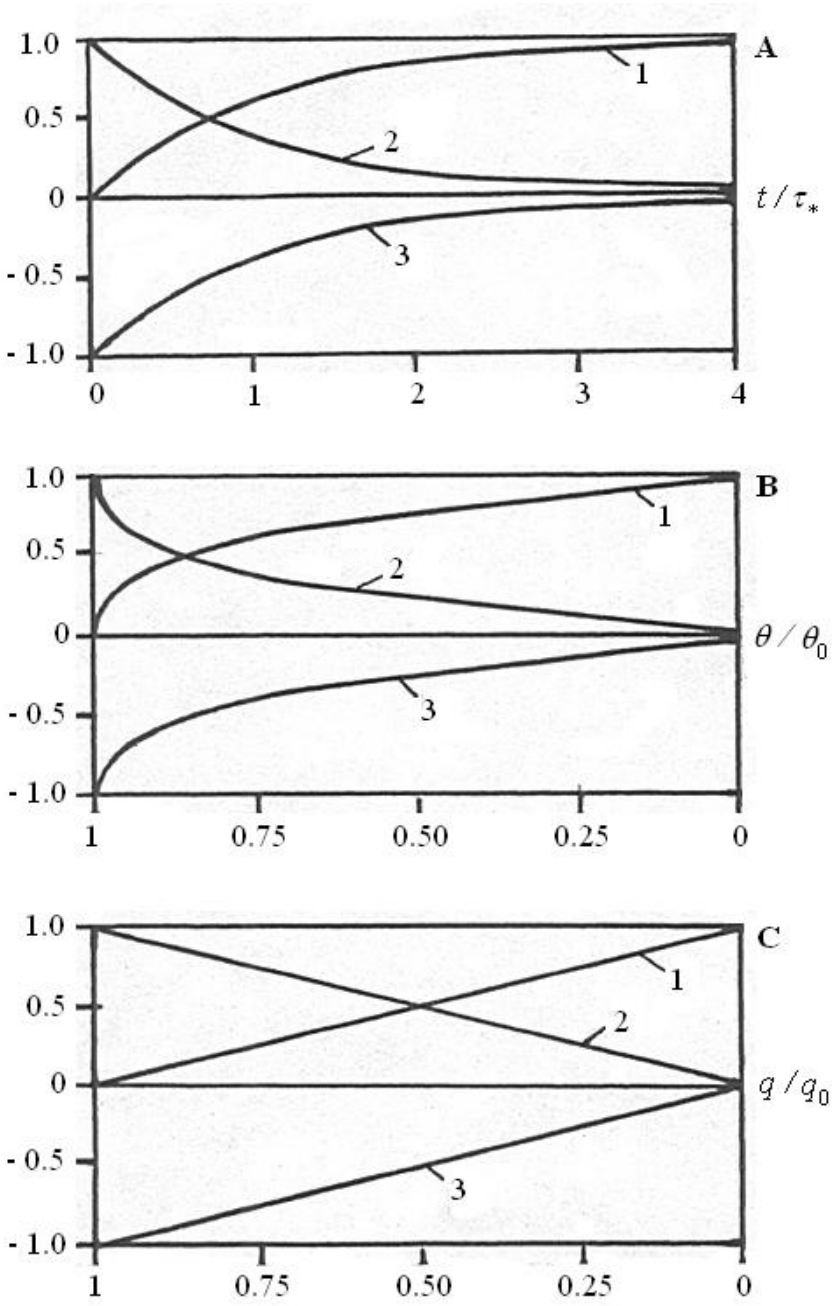


Рис. 1. Графики зависимостей от времени (A), перегрева жидкости (B) и плотности теплового потока (C) гидродинамических характеристик пузырька пара: радиуса (1), скорости (2) и ускорения (3) при его росте в относительных масштабах

Из соотношений (12) – (15) и зависимости (1) получены следующие формулы относительного переменного давления:

$$\bar{p}_0 = 1 - 3\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) + 3\exp\left(-\frac{2t}{\tau_*}\right) - \exp\left(-\frac{3t}{\tau_*}\right), \tag{16}$$

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = 6.750\left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) - 2\exp\left(-\frac{2t}{\tau_*}\right) + \exp\left(-\frac{3t}{\tau_*}\right)\right] \tag{17}$$

и

$$\bar{p}_3 = 4.260\left[-\exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) + 4\exp\left(-\frac{2t}{\tau_*}\right) - 3\exp\left(-\frac{3t}{\tau_*}\right)\right]. \tag{18}$$

Числовые коэффициенты рассчитаны при определении экстремумов соответствующих функций.

С учетом (8) генерируемое пузырьками относительное переменное давление в зависимости от перегрева жидкости находится так:

$$\bar{p}_0 = 1 - \bar{\theta}, \tag{19}$$

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = 6.750\left[1 - \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}}\right]\left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{20}$$

и

$$\bar{p}_3 = 4.260\left\{-\left[1 - \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}}\right] + 4\left[1 - \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^2 - 3\left[1 - \left(1 - \bar{\theta}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^3\right\}. \tag{21}$$

А в зависимости от плотности теплового потока так:

$$\bar{p}_0 = \left(1 - \bar{q}\right)^3, \tag{22}$$

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = 6.750\left[\left(1 - \bar{q}\right)^2 \bar{q}\right] \tag{23}$$

и

$$\bar{p}_3 = 4.260\left(-\bar{q} + 4\bar{q}^2 - 3\bar{q}^3\right). \tag{24}$$

Графики зависимостей (16) – (24) приведены на Рис. 2.

Из полученных результатов следует, что гидродинамические характеристики пузырька пара прямо определяются: скорость роста пузырька плотностью теплового потока через его межфазную поверхность, радиус пузырька и ускорение при его росте соответственно интегралом (с равной 1 постоянной) и производной этого теплового потока. А также, что генерируемое пузырьком пара переменное давление прямо зависит: при излучении плоской и цилиндрической волн от теплового потока через его межфазную поверхность, а в неволновом случае и при излучении сферической волны соответственно от интеграла (с равной 1 постоянной) и от производной этого теплового потока (относительный тепловой поток $\bar{Q} = 6.750\exp(-\bar{t})[1 - \exp(-\bar{t})]^2$).

Настоящее исследование проведено в связи с решением задач гидродинамической и акустической диагностики теплообмена при насыщенном кипении.

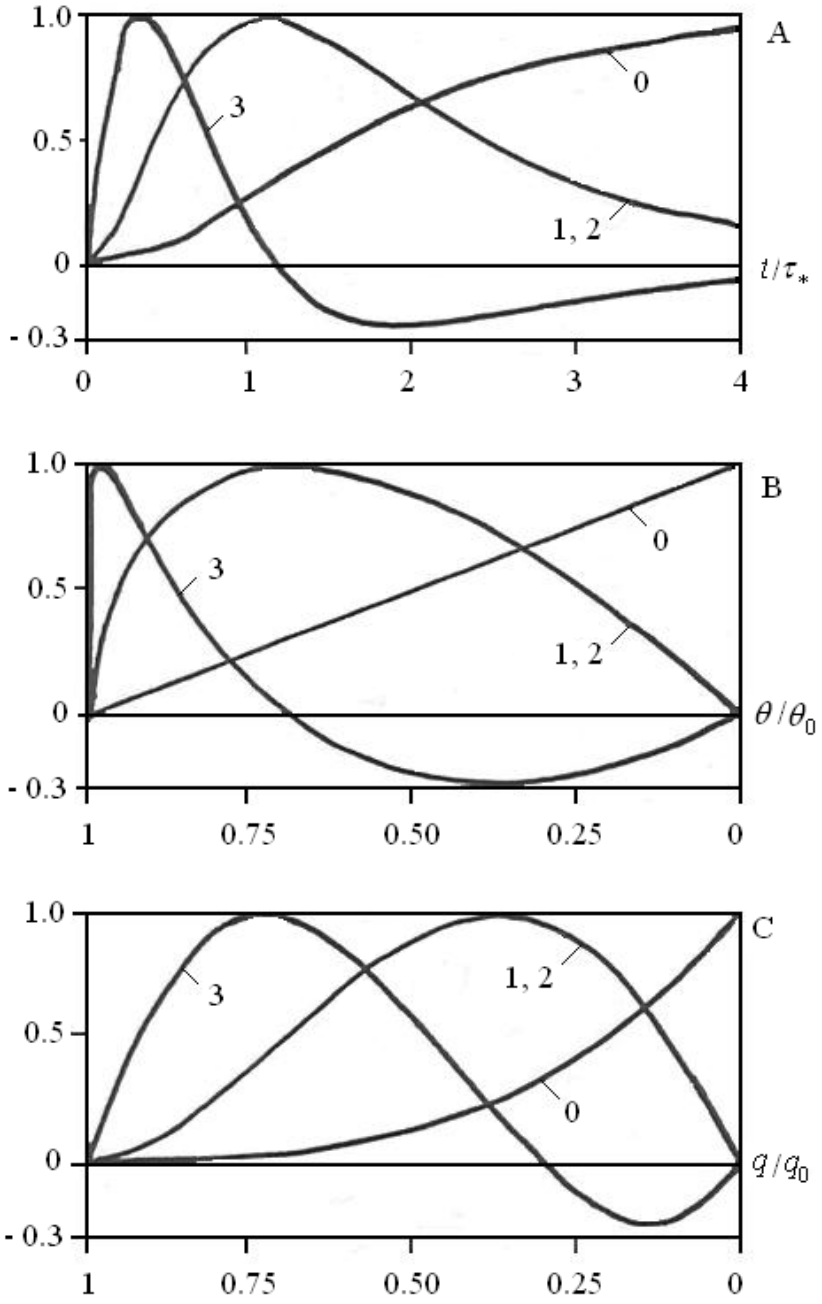


Рис. 2. Графики зависимостей от времени (A), перегрева жидкости (B) и плотности теплового потока (C) генерируемого пузырьком пара переменного давления в неволновом случае (0), при излучении плоской (1) и цилиндрической (2), а также сферической (3) волн в относительных масштабах

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дорофеев Б.М., Волкова В.И. Влияние процессов испарения и конденсации в пузырьках пара на гидродинамическое звукообразование при кипении недогретой жидкости // Акустический журнал. – 2006. – Т. 52. – № 2. – С. 212 – 219.
2. Дорофеев Б.М., Волкова В.И. Акустика кипения. Изд-во СГУ. – 2007. – 352 с.
3. Исакович М.А. Общая акустика: учебное пособие. – М.: Наука, 1973. – 496 с.
4. Дорофеев Б.М., Ассман В.А., Сологуб И.С. Некоторые вопросы, связанные с возбуждением термоакустических автоколебаний в каналах с кипением // Исследования по физике кипения / Отв. ред. Е.И. Несис. – Ставрополь: Став. гос. пед. ин-т, 1979. – №5. – С. 36 – 46.
5. Скучик Е. Основы акустики: пер. с англ. / Под ред. Л.М. Лямшева. – М.: Мир, 1976. – Т. 1. – 520 с. – Т. 2. – 542 с.

к списку секций

СЕКЦИЯ – Физиологическая и биологическая акустика

ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ К МОДЕЛЬНЫМ КОММУНИКАЦИОННЫМ СИГНАЛАМ В ПОЗДНИХ КОМПОНЕНТАХ ОТВЕТОВ НЕЙРОНОВ СЛУХОВОГО ЦЕНТРА СРЕДНЕГО МОЗГА ДОМОВОЙ МЫШИ Акимов А.Г., Егорова М.А. 2

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВОКАЛИЗАЦИЙ ДЕТЕНЫШЕЙ ДОМОВОЙ МЫШИ (MUS MUSCULUS) В ОНТОГЕНЕЗЕ
Плеханова А. С., Егорова М. А. 5

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ КОММУНИКАЦИИ КИТООБРАЗНЫХ
Иванов М.П., Дроган Е.В. 11

СОЗДАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ МОРСКИХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ
Ульянов А.А., Иванов М.П. 17

ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТОЭНЦЕФАЛОГРАФИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
Миргородский В. И., Герасимов, В. В. Пешин С. В. 21

КРИТИЧЕСКИЕ ПОЛОСЫ И АНАЛИЗ БИОЛОГИЧЕСКИ ВАЖНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗВУКОВ В СЛУХОВОЙ СИСТЕМЕ ДОМОВОЙ МЫШИ
Малинина Е.С., Егорова М.А., Акимов А.Г 27

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭФФЕКТОВОБЛЕГЧЕНИЯ СЛУХОВОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ КОРОТКИХ ЗВУКОВ В ШУМЕ
Римская-Корсакова Л.К. 32

ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ К МОДЕЛЬНЫМ КОММУНИКАЦИОННЫМ СИГНАЛАМ В ПОЗДНИХ КОМПОНЕНТАХ ОТВЕТОВ НЕЙРОНОВ СЛУХОВОГО ЦЕНТРА СРЕДНЕГО МОЗГА ДОМОВОЙ МЫШИ

Акимов А.Г., Егорова М.А.

Институт эволюционной физиологии и биохимии им. И.М.Сеченова Российской академии наук, Санкт-Петербург

E-mail: agakimov@yandex.ru

В работе оценивали импульсную активность одиночных нейронов центрального ядра заднего холма самок домовой мыши, вызванную моделями крика дискомфорта мышат «wriggling call». Крик состоит из трех основных гармоник, сосредоточенных в области 5, 10 и 15 кГц и попадающих в неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши. Эффективность двух- и трехкомпонентных моделей крика дискомфорта, оцененная по величине off-ответа всей популяции нейронов центрального ядра, превышала эффективность одиночных тональных сигналов, частота которых соответствовала гармоникам естественного крика. Трехкомпонентные модели «wriggling call», частотные составляющие которых, также как и в естественном крике, попадали в три неперекрывающиеся критические полосы слуха, имели преимущество по величине off-ответов по сравнению с моделями, компоненты которых были локализованы в двух неперекрывающихся полосах. Таким образом, участие механизма критических полос в спектральной обработке многокомпонентных сигналов популяцией нейронов центрального ядра проявляется в поздних компонентах их ответов.

Основная функция слуховой системы заключается в обработке коммуникационных акустических сигналов. Однако до сих пор остается открытым вопрос о том, каким образом осуществляется анализ коммуникационных сигналов в слуховых центрах мозга, и на основе каких принципов слуховая система выделяет их среди многообразия сложных звуков. С целью выявления принципов спектральной обработки коммуникационных сигналов в слуховом среднем мозге нами было выполнено исследование избирательности ответов одиночных нейронов центрального ядра заднего холма домовой мыши, вызванных криком дискомфорта мышат «wriggling call» и серией его модельных сигналов [1]. Обнаруженный в исследовании существенный вклад позднего компонента ответа нейрона, так называемого «-off»-ответа, развивающегося после окончания стимула, в кодирование крика дискомфорта и его моделей, обосновал необходимость проведения отдельного сравнительного анализа избирательности «-off»-ответов всей популяции нейронов центрального ядра к сложному коммуникационному сигналу и его моделям.

Поиск механизмов центральной спектральной обработки видоспецифической акустической информации привел к заключению о важной роли в ней известного психофизического феномена - критических полос слуха [2; 3]. В основе критических полос - представление об организации слухового частотного анализатора, как набора внутренних перекрывающихся слуховых фильтров [4]. Ширина такого фильтра определяет остроту частотной настройки всей слуховой системы. Если частотный интервал между спектральными составляющими сигнала больше, чем ширина фильтра, то эти спектральные составляющие попадают в разные фильтры и могут восприниматься раздельно. В противном случае они возбуждают один и тот же частотный фильтр и раздельно не воспринимаются. Таким образом, критические полосы являются мерой способности слуховой системы к выделению частотных компонентов в сложных звуковых сигналах.

Несомненный интерес для исследования участия механизма критических полос в кодировании коммуникационных сигналов в слуховой системе представляет крик дискомфорта раннего онтогенеза мыши - «wriggling call». Крик образован тремя основными равномощностными гармониками, сосредоточенными в области 5; 10 и 15 кГц, попадающими в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши [2; 5 - 7]. При исследовании реакций популяции нейронов центрального ядра заднего холма мыши на модели крика дискомфорта, частотные составляющие которых попадали в три, две или одну критическую полосу слуха мыши, было показано участие механизма критических полос в спектральном анализе многокомпонентных сигналов [3].

С целью выявления вклада «-off»-компонента ответа в обеспечение избирательности реакций популяции нейронов слухового среднего мозга на различные акустические сигналы и в работу механизма критических полос в данном исследовании выполнен анализ поздних компонентов ответов одиночных нейронов центрального ядра задних холмов домовой мыши, вызванных криком дискомфорта мышат «wriggling call», серией его модельных сигналов и отдельными частотными компонентами.

Объектом исследования служили самки гибридов F1 линии CBA и C57BL/6 в возрасте 8 - 15 недель. Анестезию поддерживали внутрибрюшинными инъекциями смеси кетамина (кетавет, 35 мг/кг) и ксилазина (ромпун, 0.1 мг/кг) каждые 20 - 45 мин. Методика подготовки животного к эксперименту и внеклеточной регистрации импульсной активности одиночных нейронов подробно описана ранее [8].

Генерация сигналов, в том числе крика дискомфорта мышат «wriggling call», его моделей и гармонических компонентов, и регистрация спайковой активности обеспечивались специализированной уникальной программой TMS97, разработанной Dr. I.E. Schulze-Krüger (Гамбург, Германия) на базе системной платы TMS320C30, встроенной в PC и совмещающей ЦАП и АЦП функции (тактовая частота 200 кГц, разрешение по амплитуде 16 бит). Модельные сигналы были образованы тремя равными по мощности тональными составляющими. Две из них

соответствовали первой и третьей основным гармоникам крика (т.е. 5 и 15 кГц соответственно), а частота центральной составляющей последовательно изменялась от величины первой гармоники до третьей (всего 12 различных сигналов) с шагом 0.157 октавы. Таким образом, спектральные максимумы модели попадали либо в две, либо в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши. Среди моделей лишь одна имела гармоническую структуру, ее частотные компоненты полностью соответствовали гармоникам естественного крика. Для излучения звука использовали электродинамический излучатель EAS-10 TH400A. Неравномерность частотной характеристики излучателя составляла +/-5 дБ в диапазоне частот 3-80 кГц. Излучатель был расположен на уровне головы животного на расстоянии 60 см под углом 45° контралатерально стороне регистрации. Для «off-line» анализа импульсную активность нейронов оцифровывали с использованием интерфейса CED1401plus и записывали на PC (программа Spike2).

Анализ импульсной активности выполнен у 27 мышей для 72 нейронов, чувствительных к полосе частот 3 - 30 кГц. Критерием отбора нейронов для регистрации служило наличие у них возбудительного импульсного ответа на естественный крик дискомфорта мышат «wriggling call». Характеристические частоты исследованных нейронов располагались в диапазоне 4.8 – 23 кГц. Для каждого исследованного нейрона были получены характеристики ответов на «wriggling call», серию моделей крика и шесть комбинаций частотных составляющих, т.е. на любые две из трех основных гармоник попарно либо каждую из трех в отдельности. Все 19 сигналов имели одинаковую длительность. Она соответствовала длительности естественного крика и составляла 70 мс, включая время нарастания и спада (по 5 мс). Уровень каждого сигнала был равен 70 дБ УЗД.

Оценку избирательности ответов популяции нейронов центрального ядра производили на основе анализа величины ответа нейрона, т.е. по количеству спайков в ответе на предъявляемые сигналы. С этой целью для каждого нейрона рассчитывали индекс избирательности его ответа на каждый тип сигнала по формуле [9; 10]:

$$d = (n_0 - n)/(n_0 + n),$$

где n_0 – количество импульсов в ответе нейрона на естественный «wriggling call» за 19 предъявлений сигнала; n – количество импульсов в ответе нейрона на модельный сигнал либо компоненты «wriggling call» за 19 предъявлений сигнала. Очевидно, что значения индекса могут изменяться в пределах -1 - +1. Если d <0, ответ нейрона на модельный сигнал больше, чем на естественный крик, когда d = 1, нейрон не отвечает на модельный сигнал, а при d = 0 ответы на крик и синтетический сигнал одинаковы.

На рис.1 приведены значения средних величин индексов избирательности «-off» ответов всех исследованных нейронов на модели «wriggling call» и его частотные компоненты. Анализ индексов избирательности показал крайне высокую степень их

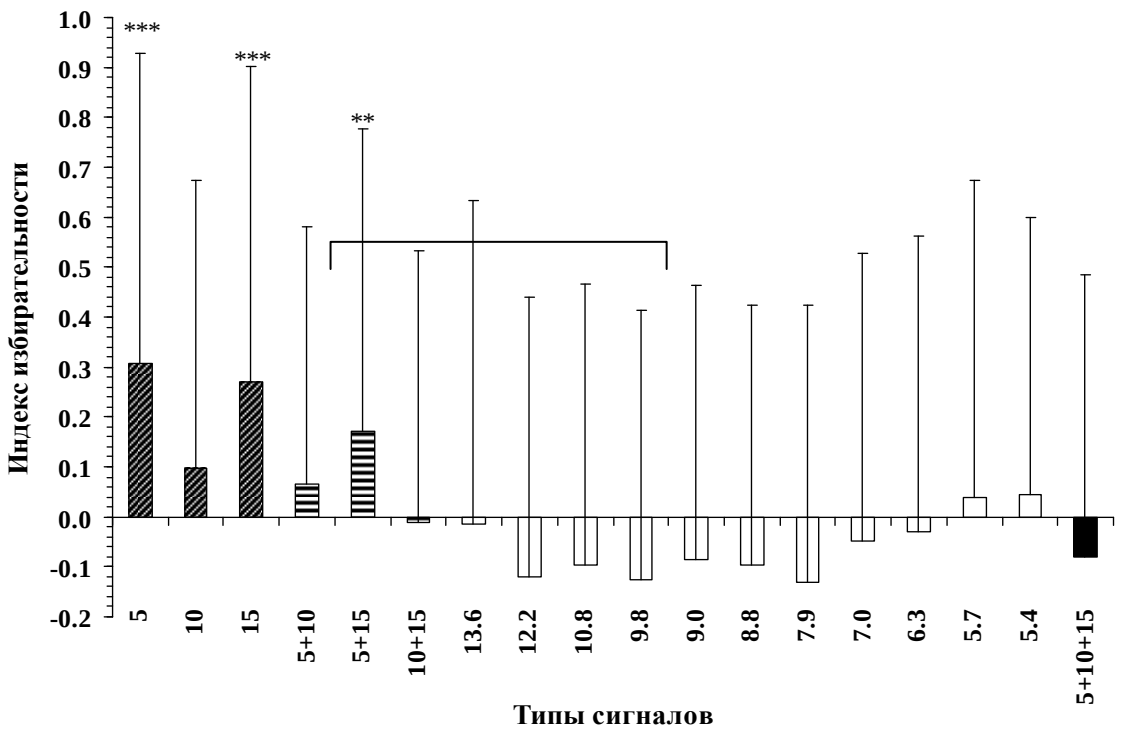


*Рис. 1. Средние значения индексов избирательности off-ответов 72-х нейронов на одиночные тональные сигналы (диагональная штриховка), комбинации из двух тонов (горизонтальная штриховка), гармоническую модель (темный столбец) и негармонические модели (незаштрихованные столбцы) «wriggling call». По оси абсцисс указаны частоты сигналов, а для моделей – частота центральной (второй) гармоники (в кГц). Звездочками обозначены сигналы, индексы избирательности для которых достоверно больше индексов естественного крика: ** - p < 0.05; *** - p < 0.005, тест Манна-Уитни. Скобкой выделены модели, частотные составляющие которых попадают в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши.*

гетерогенности. Значения стандартных отклонений выборочных средних с наглядностью демонстрируют этот факт (рис.1). Однако, из рисунка видно, что «-off»-компоненты в ответах на пары тонов и, в особенности, на одиночные стимулы выражены в меньшей степени, чем в ответах на трехкомпонентные стимулы. Причем, достоверно меньше по сравнению с ответами на естественный крик были «-off»-компоненты в ответах на гармоники частотой 5 кГц, 15 кГц и на комбинацию этих частот. Достоверных различий в величине «-off»-ответов трехкомпонентных моделей и самого сигнала выявлено не было.

Полученные данные показали различную эффективность трехкомпонентных моделей крика, оцененную по величине индекса избирательности «-off»-ответов. Те модели, частотные составляющие которых, также как и в естественном крике, попадали в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши [7], имели преимущество по величине «-off»-ответов по сравнению с моделями, компоненты которых были локализованы в двух неперекрывающихся полосах ($p<0.02$, тест Манна-Уитни).

Таким образом, анализ полученных результатов показал, что избирательность реакций популяции нейронов слухового центра среднего мозга на многокомпонентные сигналы формируется при участии «-off»-ответов. Поздние компоненты ответов нейронов центрального ядра заднего холма вовлечены в реализацию механизма критических полос при спектральной обработке многокомпонентных коммуникационных сигналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-04-00969 и 09-04-00656).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акимов А.Г. Комбинационно-чувствительные нейроны в центральном ядре заднего холма домовой мыши Mus musculus / А.Г. Акимов, М.А. Егорова // Ж. эвол. биохим. и физиол. - 2011. - Т. 47. - №3. - С. 254-259.
2. Ehret G. Preadaptations in the auditory system of mammals for phoneme perception // The Auditory Processing of Speech. From Sounds to Words. Berlin: de Gruyter, 1992. - P. 99-112.
3. Акимов А.Г. Кодирование моделей крика дискомфорта мышат популяцией нейронов центрального ядра заднего холма среднего мозга мыши (Mus musculus) // Ж. эвол. биохим. и физиол. - 2013. - Т. 49. - №3. - С. 233-236.
4. Fletcher H. Auditory patterns // Rev. Modern Phys. - 1940. - Vol.12. - P. 47-65.
5. Haack B., Markl H., Ehret G. Sound communication between parents and offspring // The auditory psychobiology of the mouse. Springfield: Charles C. Thomas, 1983. - P. 57-97.
6. Егорова М.А. Особенности акустической структуры низкочастотного гнездового крика дискомфорта раннего онтогенеза домовой мыши (Mus musculus) / М.А. Егорова, А.Г. Акимов // Акустический журнал. - 2010. - Т. 56. - №3. - С. 391-397.
7. Egorova M. Tonotopy and inhibition in the midbrain inferior colliculus shape spectral resolution of sounds in critical bands / M. Egorova, G. Ehret // European Journal of Neuroscience. - 2008. - Vol. 28. - P. 675-692.
8. Егорова М.А. Нейрофизиологические предпосылки слуховых критических полос на уровне среднего мозга / М.А. Егорова, И.А. Вартанян, Г. Эрет // Сенсорные системы. - 2002. - Т. 16. - С. 3-12.
9. Holmstrom L.A. Efficient encoding of vocalizations in the auditory midbrain / L.A. Holmstrom, L.B.M. Euwes, P.D. Roberts, C.V. Portfors // J.Neuroscience. - 2010. - Vol. 30. - P. 802-819.
10. Wang X. Differential representation of species-specific primate vocalizations in the auditory cortices of marmoset and cat / X. Wang, S.C. Kadia // J. Neurophysiol. - 2001. - Vol. 86. - P. 2616-2620.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВОКАЛИЗАЦИЙ ДЕТЕНЫШЕЙ ДОМОВОЙ МЫШИ (MUS MUSCULUS) В ОНТОГЕНЕЗЕ

Плеханова А. С., Егорова М. А.

Институт эволюционной физиологии и биохимии им. И.М. Сеченова РАН, Санкт-Петербург

E-mail: PlechanovaAS@gmail.com

В работе исследуются акустические характеристики вокализаций раннего онтогенеза мышей (ультразвукового крика «покинутого» мышонка и крика дискомфорта мышат «wriggling call») от возникновения (2-е сутки онтогенеза) до затухания (14-е сутки). Эксперименты выполнены на 28 детенышах домовой мыши - гибридах линий CBA и C57BL/6 из пяти гнезд, полученных от разных родителей. Спектрально-временной анализ крика «покинутого» показал, что основная энергия сигнала сосредоточена в области частот от 40 до 95 кГц. Все исследованные вокализации были разделены на три типа в зависимости от значений частоты основного тона. В ультразвуковых криках новорожденных мышат она располагалась преимущественно в диапазоне частот до 70 кГц, составляя в среднем 61.1 ± 2.6 кГц. Начиная с четвертого дня онтогенеза, частота основного тона трети вокализаций превышала 70 кГц и составляла в среднем 81.0 ± 4.8 кГц. В это же время появлялись крики, в спектре которых были выражены две частотные составляющие, локализованные в обеих частотных областях. Длительность криков варьировала от 10 до 108 мс, составляла в среднем 46.9 ± 21.7 мс и не изменялась с возрастом мышат. Принципиальная особенность крика дискомфорта мышат - его гармоническая структура, образованная тремя - пятью основными гармониками с частотой основного тона в области 3 – 9 кГц. Длительность крика варьировала от 20 до 180 мс. Ее среднее значение составляло 69.3 ± 9.8 мс. Анализ динамики основной частоты и длительности «wriggling call» выявил их достоверное уменьшение в онтогенезе. Показанные усложнение акустической структуры вокализаций и ее сходство с криками взрослых особей свидетельствует о том, что коммуникационные сигналы раннего онтогенеза мышат являются основой формирования вокализаций взрослых особей.

Детеныши домовой мыши (Mus musculus) появляются на свет незрелорожденными и в первые две недели жизни полностью зависят от матери, что определяет необходимость эффективной коммуникации между самкой и потомством. С самого рождения мышата для общения с матерью используют акустические сигналы, частотные диапазоны которых располагаются в двух практически не перекрывающихся областях – звуковой и ультразвуковой. Если мышонок оказывается в стороне от гнезда, в дискомфортных условиях, то он издает ультразвуковой крик «покинутого», призывая на помощь мать, которая находит его и возвращает в гнездо [1-5]. Отсутствие тактильных и ольфакторных контактов с матерью или однопометными мышатами, а также снижение температуры тела стимулируют генерацию ультразвукового крика покинутого мышонка. Второй, не менее значимый для новорожденных мышат акустический сигнал - гнездовой крик дискомфорта «wriggling call» [6]. Он вызывает инстинктивное материнское поведение - заботу о мышатах, строительство гнезда, изменение положения тела при лактации [7]. При переходе мышат к самостоятельной жизни крики раннего онтогенеза утрачивают свою значимость и, очевидно, преобразуются в коммуникационные сигналы взрослых особей. Изменения акустических характеристик вокализаций по мере взросления мышат могут отражать особенности созревания их голосового аппарата и его иннервации. Несмотря на то, что крики мышат активно изучаются на протяжении последних 50 лет, вопросу их становления в постнатальном онтогенезе посвящено весьма ограниченное количество работ [8, 9].

Известно, что вокализации мышей подвержены изменениям в зависимости от их видовой и линейной принадлежности, поэтому, несмотря на то, что акустические характеристики криков мышат у домовых мышей были частично исследованы, в настоящей работе впервые выполнен спектрально-временной анализ ультразвукового крика «покинуто» и гнездового крика дискомфорта «wriggling call» в онтогенезе детенышей домовой мыши – гибридов линий CBA и C57BL\6.

Эксперименты выполнены в дневное время на 28 детенышах домовой мыши (Mus musculus) из пяти гнезд, полученных от разных родителей – гибридов линий CBA и C57BL\6.

В работе производили регистрацию и спектрально-временной анализ крика «покинутого» мышонка и крика дискомфорта мышат от возникновения (2-е сутки онтогенеза) до затухания (14-е сутки). Временной интервал регистрации вокализаций связан с тем, что интенсивность генерации криков у детенышей мыши возрастает в течение первых 6 - 7 дней жизни, а затем начинает уменьшаться до полного их исчезновения после 14 – 16-го дня [10, 11].

Мыши содержались семьями (самка с гнездом) в клетках размером 15x30x20 см с пластиковым поддоном и металлическими решетками. Клетки размещались в отдельном лабораторном помещении с температурой 18 – 20ºС, с фотопериодом 12 часов света и 12 часов темноты.

Во время эксперимента производили аудио-видео регистрацию акустического поведения животных. Животные находились в звукозаглушенной экспериментальной камере с тусклым освещением. Запись ультразвукового крика «покинутого» проводили в условии изоляции детеныша от гнезда, сопровождавшейся естественным понижением температуры тела. Мышонка помещали в картонный тубус с открытым верхом (D=15см, h=25 см) на время от 3-х (для двух и четырехсуточных мышат) до 10 минут (для мышат в возрасте 6 - 14 суток). Запись гнездового крика дискомфорта «wriggling call» проводили в условиях естественного пребывания детенышей в гнезде вместе с матерью. Время записи не фиксировали.

Регистрацию вокализаций производили при помощи 6.5 мм конденсаторного микрофона 4135, предусилителя 2633, измерительного усилителя 2606 фирмы Bruel&Kjaer на звуковую карту (Roland UA-55 Quad-

Capture). Микрофон фиксировали в 5-7 см от мышонка при регистрации ультразвуковых сигналов или в 10 см над гнездом при записи «wriggling call». Видеорегистрация акустического поведения мышей осуществлялась с помощью веб-камеры (Logitech Pro9000, разрешение 1600x1200, 30 кадров в секунду) на персональный компьютер.

Анализ акустической структуры ультразвуковых вокализаций был произведен с помощью профессиональной программы Avisoft SASLab Pro 5.2.07 (Германия) в полуавтоматическом режиме. Записанные сигналы оцифровывали с частотой дискретизации 192 кГц, шумы ниже 1 кГц были отфильтрованы. Спектральный анализ сигналов выполняли на основе быстрого преобразования Фурье, данные взвешивались с помощью окна Хемминга с числом отсчетов 512. Основная частота измерялась в 15 точках, взятых через равные временные отрезки. Отмечались основная частота в начале и конце сигнала, ее минимальное и максимальное значения, длительность сигналов, глубина и направление частотной модуляции, наличие частотных скачков и разрывов в спектре (рис.1). За разрыв принимали резкое падение интенсивности сигнала, длящееся не более 20 мс.

Спектрально-временной анализ гнездового крика дискомфорта «wriggling call» проводили в звуковом редакторе Cool Edit Pro 2.1.

Всего зарегистрировано более двух тысяч вокализаций. Для статистического анализа в случайном порядке было отобрано 400 ультразвуковых криков (по 80 сигналов от каждого гнезда) и 300 гнездовых криков дискомфорта «wriggling call» (по 60 сигналов от каждого гнезда). Полученные результаты обрабатывали статистически с использованием программ SPSS v.17 и Excel 2007.

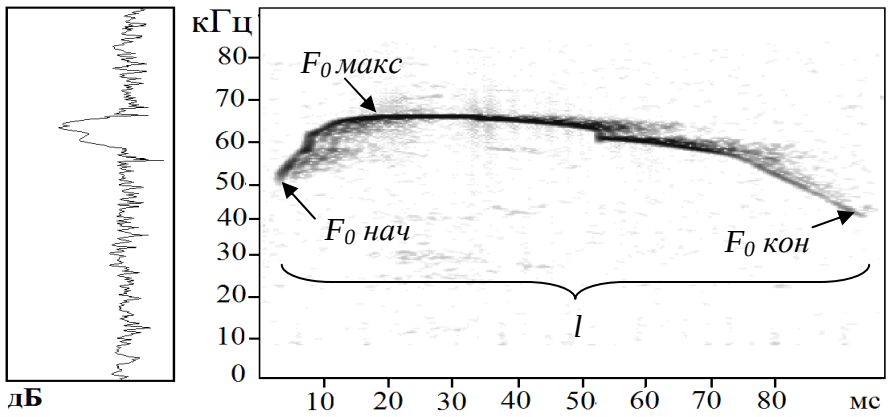


Рис. 1. Измеряемые параметры в ультразвуковых криках «покинутого» мышонка домовой мыши: F_0 нач, F_0 кон – частота основного тона в начале и конце сигнала; F_0 макс – максимальное значение частоты основного тона; l - длительность крика. На рисунке приведены сонограмма крика (справа) и его энергетический спектр (слева).

Ультразвуковые вокализации были зарегистрированы у 89.2% (25 особей) мышат всех возрастных групп, что подтверждает исключительную важность этого крика для выживания детенышей.

Зарегистрированные ультразвуковые вокализации изолированных детенышей домовой мыши были представлены как сериями, образованными 3 – 25 тонами, так и одиночными тональными сигналами. Уровень ультразвукового крика достигал 80 - 90 дБ УЗД (т.е. над 2 x 10^{-5} Н/м^2) на расстоянии 5 - 7 см от мышонка.

Спектрально-временной анализ крика «покинутого» показал, что основная энергия сигнала была сосредоточена в области частот от 40 до 95 кГц (рис.2). Зарегистрированные ультразвуковые сигналы не были однородны по своим частотным характеристикам. Порядка 1/3 криков (37%; 150 сигналов) имели частоту основного тона в области от 40 до 70 кГц и были названы нами вокализациями первого типа (рис.2). Частота основного тона 129 сигналов (33%) находилась в области от 70 до 95 кГц. Такие крики составили группу второго типа (рис.2). Значения частот основного тона в вокализациях первого и второго типа достоверно различались (тест Колмогорова-Смирнова, $p<0.001$). Остальные ультразвуковые вокализации (30%; 122 сигнала) отличались выраженностью двух частотных компонентов, частоты которых располагались в обеих частотных областях. Эти сигналы были отнесены к третьему типу криков (рис.2). Распределение частоты основного тона для всех исследованных ультразвуковых криков мышат приведено на рис.3.

Частота основного тона всех трех типов ультразвуковых криков достоверно не изменялась с возрастом мышат (регрессионный анализ, $p>0.05$) и составляла в среднем 61.1 ± 2.6 кГц для низкочастотных сигналов типа I; 81.0 ± 4.8 кГц для высокочастотных сигналов типа II; 59.0 ± 4.5 кГц и 86.0 ± 1.3 кГц для низко- и высокочастотных компонентов вокализаций третьего типа соответственно.

Максимальное количество криков первого типа мышата излучали в первые дни жизни (рис.4,а). Так, на второй день онтогенеза мышат низкочастотные ультразвуковые крики составляли подавляющее большинство вокализаций (97.7%; рис.2,а). С взрослением детенышей количество ультразвуковых криков первого типа достоверно уменьшалось (регрессионный анализ, $p<0.001$; рис.4,а).

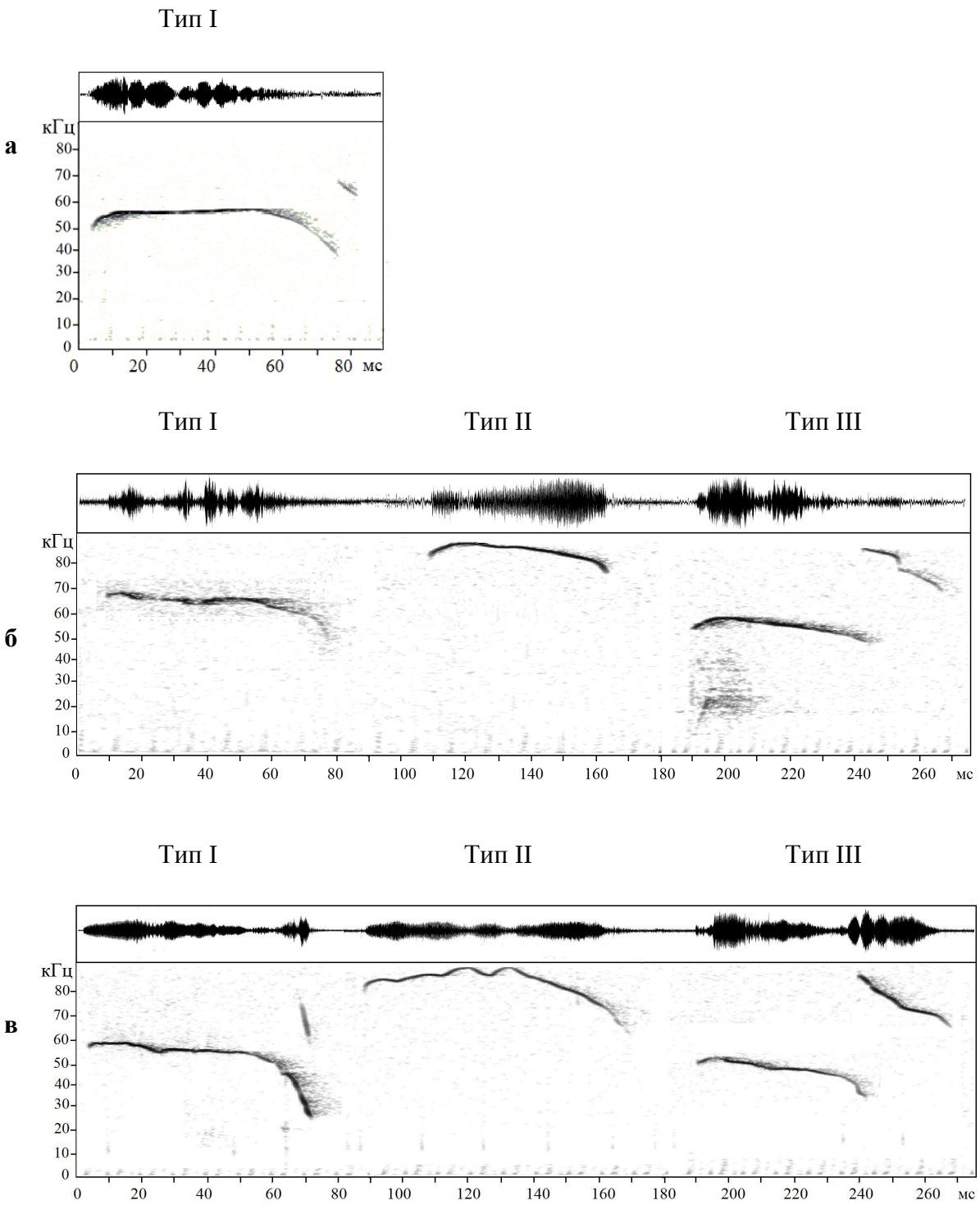


Рис. 2. Акустическая структура ультразвуковых криков покинутого восьми детенышей домовой мыши, зарегистрированных на второй (а), шестой (б) и четырнадцатый (в) день онтогенеза. В верхней части каждого фрагмента –осцилограмма крика; в нижней - сонограмма.

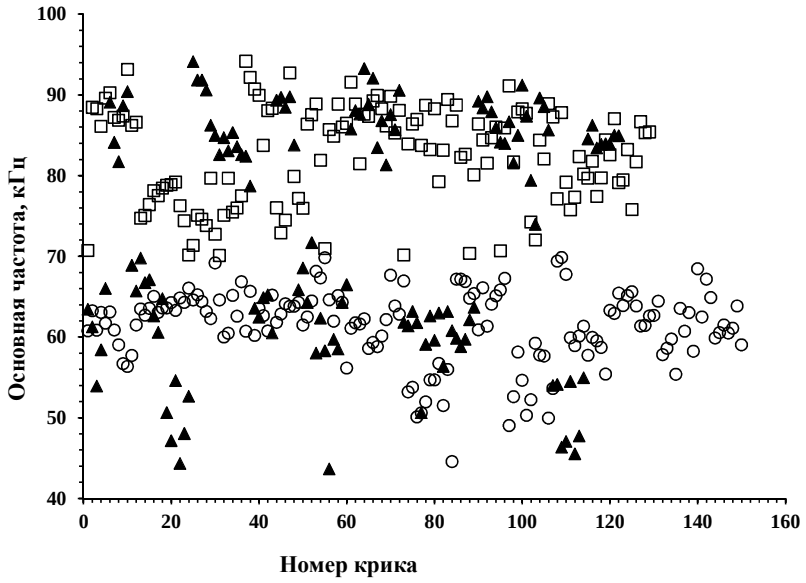


Рис. 3 Распределение частоты основного тона 400 криков «покинутого» мышонка, полученных от 28 детенышей. ◊ – сигналы первого типа, основная частота которых располагается в области частот от 40 до 70 кГц; ○ – сигналы второго типа, основная частота которых находится в области частот от 70 до 95 кГц; ▲ – двухкомпонентные сигналы третьего типа, составляющие которых располагаются в обеих частотных областях.

Как видно из рисунка 4,б, количество вокализаций второго типа, т.е. высокочастотных ультразвуковых сигналов, в ходе онтогенеза мышат не изменялось, за исключением резкого скачка, наблюдаемого от второго до четвертого дня жизни. Возможно, в первый день регистрации данный тип криков имел низкий уровень интенсивности и не выделялся среди фонового шума.

Двухкомпонентные сигналы III типа на второй день онтогенеза мышат не были зарегистрированы (рис.4, в). Их количество достоверно возрастало от 4 до 12 дня жизни (регрессионный анализ, $p<0.001$), а на 14 сутки наблюдалось уменьшение числа криков. Среди исследованных мышат частоты основного тона вокализаций типа I и низкочастотного компонента сигналов типа III достоверно не различались (тест Манна-Уитни; $p>0,05$). Аналогично частоты основного тона вокализаций типа II и высокочастотного компонента сигналов типа III также достоверно не различались (тест Манна-Уитни; $p>0,05$).

Такие характеристики акустической структуры криков, как частотная модуляция, разрывы в спектре, частотные скачки равновероятно встречались во всех трех типах ультразвуковых сигналов. Частотная модуляция отмечалась в начале, середине и конце сигнала мышат всех возрастов (рис.2). Однако в ходе онтогенеза достоверно увеличивалось количество вокализаций с частотной модуляцией в начале сигнала (68.8% криков на вторые сутки онтогенеза и 89.4% - на 14 сутки). Наряду с этим, количество вокализаций с частотной модуляцией в середине сигнала уменьшалось. Месторасположение разрывов спектра в криках не зависело от возраста детенышей и встречалось как в начале сигнала, так в его середине и конце. Количество криков с разрывами в спектре достоверно увеличивалось от второго (15.5%) до четырнадцатого (49.1%) дня постнатального онтогенеза. Частотные скачки, напротив, в криках более взрослых мышат встречались реже и были локализованы преимущественно в конце сигнала.

Длительность ультразвуковых вокализаций варьировала в широких пределах: от 10 до 108 мс, составляя в среднем 46.9 ± 21.7 мс (рис.2). Длительность сигналов достоверно не изменялась с возрастом мышат (регрессионный анализ, $p>0.05$).

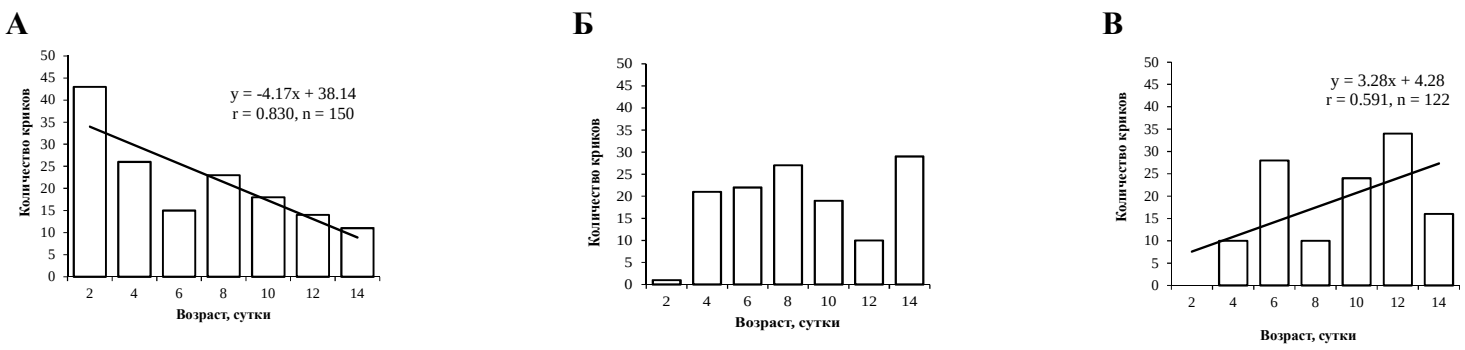


Рис.4. Распределение количества ультразвуковых криков «покинутого» в зависимости от возраста детеныша. А – для сигналов типа I. Б - для сигналов типа II. В - для двухкомпонентных сигналов типа III. Линии регрессии (сплошные линии) соответствуют уравнениям, приведенным на рисунке.

Крик дискомфорта «wriggling call» был зарегистрирован как во время бодрствования мышат, так и во время сна. К типичным ситуациям, в которых излучался крик, относятся: кормление, достройка самкой гнезда, перетаскивание детенышей.

«Wriggling call» является негромким контактным сигналом, его уровень не превышал 70 - 80 дБ УЗД на расстоянии 10 см от гнезда. Крик представляет собой гармонический низкочастотный сигнал (рис.5). Число основных гармоник варьировало от двух до семи. Однако преобладали сигналы, имеющие три, четыре или пять основных гармонических составляющих (три гармоники имели 36.4% криков; четыре – 12.0%; пять – 10.0%).

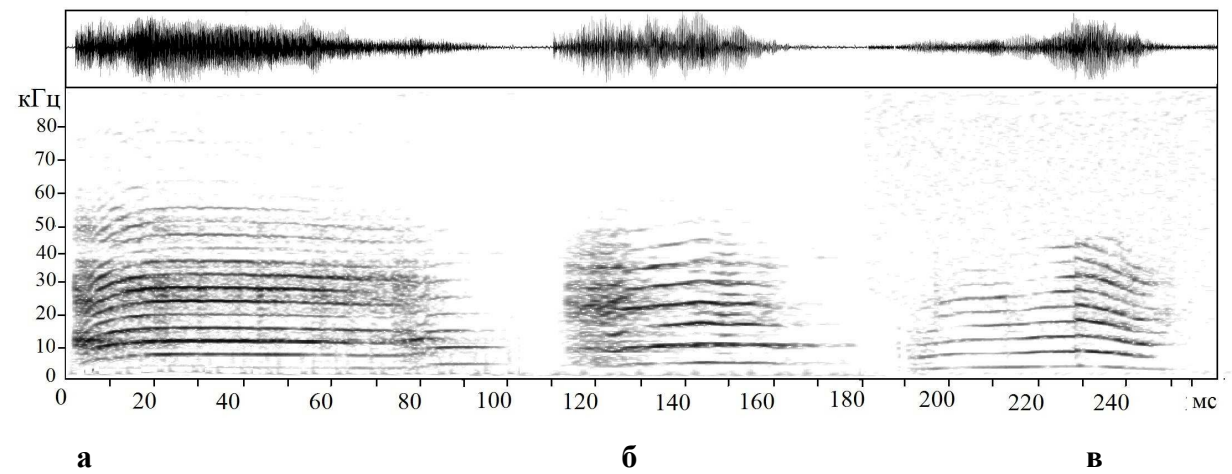


Рис.5. Онтогенетические изменения акустической структуры гнездового крика дискомфорта "wriggling call" трех детенышей домовой мыши, зарегистрированные на второй (а), шестой (б) и четырнадцатый (в) день онтогенеза. В верхней части рисунка - осцилограмма крика; в нижней - сонограмма.

Частота основного тона варьировала в диапазоне от 3 до 9 кГц и составляла в среднем 5.1 ± 0.4 кГц (рис.5). Этот показатель достоверно уменьшался от второго до четырнадцатого дня онтогенеза мышат (регрессионный анализ, $p<0.001$; рис.6,а). Длительность крика варьировала от 20 до 180 мс. Ее среднее значение составляло 69.3

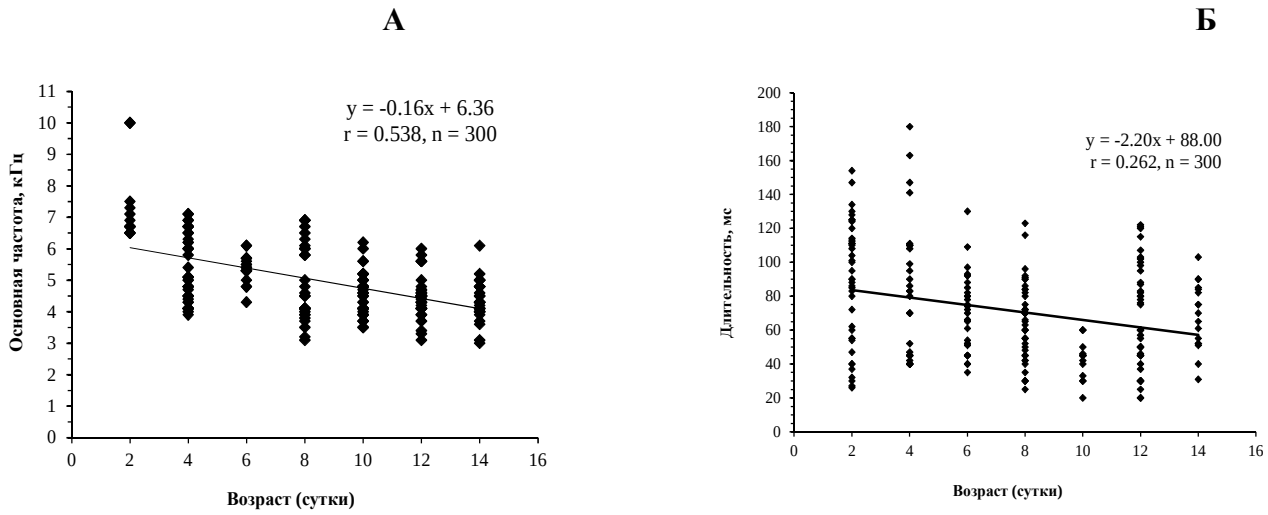


Рис.6. Возрастная динамика акустических характеристик "wriggling call" 28 мышат: А – основная частота, Б – длительность криков. Линии регрессии (сплошные линии) соответствуют уравнениям, приведенным на рисунке.

± 9.8 мс. Анализ динамики длительности сигналов выявил достоверное ее уменьшение в ходе онтогенеза (регрессионный анализ, $p<0.001$; рис.6,б).

Половина всех сигналов отличалась чисто гармонической структурой (рис.5). Такие крики состояли исключительно из гармоник, постоянных по частоте и амплитуде.

В структуре 50% криков отмечалась частотная модуляция основного тона в начале, середине или конце сигнала (рис.5). С возрастом данный показатель достоверно не изменялся. Наблюдалось достоверное увеличение количества разрывов в спектре и субгармонических составляющих вокализаций (регрессионный анализ, $p<0.001$), а шумовой компонент, напротив, в криках более взрослых детенышей встречался достоверно реже.

Таким образом, регистрация вокализаций в течение первых недель жизни мышат позволила оценить динамику их акустических характеристик от момента становления вокализации до затухания. Очевидно, что выявленные в данной работе изменения акустической структуры вокализаций мышат к исходу 14 дня постнатального онтогенеза свидетельствует об усложнении голосового аппарата животных, показанные рядом

работ [13]. Это коррелирует с усложнением поведения мышат, связанного с открытием ушей, глаз и увеличением их моторной активности.

Локализация частот основного тона криков из вокального репертуара мышат домовой мыши в двух практически неперекрывающихся частотных диапазонах – звуковом и ультразвуковом характерна и для коммуникационных сигналов взрослых особей. Так, ультразвуковой крик «покинутого» близок по структуре к ультразвуковым вокализациям самца, а гнездовой крик “wriggling call” выявляет сходство с криком подчиненного самца при агонистическом поведении мышей и с оборонительным криком самки, сопровождающим ее половое поведение [3, 10]. Таким образом, коммуникационные сигналы раннего онтогенеза мышат являются основой формирования вокализаций взрослых особей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Branchi I. Neonatal behaviors associated with ultrasonic vocalizations in mice (Mus musculus): A slow-motion analysis / I. Branchi, D. Santucci, M. Puopolo, E. Alleva // Dev. Psychobiol. V. 44. - 2004. - P. 37-44.
2. Haack B. Sound communication between parents and offspring / B. Haack, H. Markl, G. Ehret // The auditory psychobiology of the mouse. – Springfield: Charles C. Thomas. - 1983. – P. 57-97.
3. Portfors C. V. Types and functions of ultrasonic vocalizations in laboratory rats and mice // J. Americ. Assoc. forLabor. Animal Science. - 2007. V. 46, N. 1. - P. 28–34.
4. Smith, J. C. Responses to adult mice to models infant calls // Journal of Comparative and Physiological Psychology. – 1976. – P. 1105-1115.
5. Wöhr M., Dahlhoff M, Wolf E. et all. Effects of genetic background, gender, and early environmental factors on isolation-induced ultrasonic calling in mouse pups: an embryo-transfer study. Behavior Genetics, 38. – 2008. - P. 579-595.
6. Ehret G. Low-frequency communication by mouse pups (Mus musculus): wriggling calls release maternal behavior / G. Ehret, C. Bernecker // Anim Behav. - 1986. V. 34. - P. 821-830.
7. Егорова М. А. Особенности акустической структуры низкочастотного гнездового крика дискомфорта раннего онтогенеза домовой мыши (Mus musculus) / М.А. Егорова, А.Г. Акимов // Акуст. ж. - 2010. Т. 56, № 3. - С. 391 – 397.
8. Ehret G. Development of sound communication in mammals //Advances in the Study of Behavior. - 1980. V. II. - P. 192 – 193.
9. Grimsley J. M., Monaghan J. J., Wenstrup J. J. Development of social vocalizations in mice // PLoS ONE. – 2011. - № 6. [электронный ресурс] - Режим доступа. — URL: http://www.plosone.org/article/info:doi/10.1371/journal.pone.0017460 (дата обращения 12.05.2014).
10. Elwood, R. W. Temporal organization of ultrasonic vocalizations in infant mice / R. W. Elwood, F. Keeling // Developmental Psychobiology. – 1982. V.15 – P. 221–237.
11. Nyby, J. Social status and ultrasonic vocalizations of male mice / J. Nyby, G. Dizinno, G. Whitney // Behavioural Biology - 1976. V.18 – P. 285–9.
12. Плеханова А.С., Егорова М.А. Акустические компоненты агонистического поведения самцов домовой мыши (Mus musculus) / А.С. Плеханова, М. А. Егорова // Журнал эволюционной биохимии и физиологии. - 2013. т.Т. 49,N № 4.- С. 296-298.
13. Frey R. Vocal anatomy, tongue protrusion behaviour and the acoustics of rutting roars in free-ranging Iberian red deer stags (Cervus elaphus hispanicus) / R. Frey, I. Volodin, E. Volodina, J. Carranza, J. Torres-Porras // Journal of Anatomy. – 2012. V. 220, N 3. - P. 271-292.

назад к содержанию

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ КОММУНИКАЦИИ КИТООБРАЗНЫХ

Иванов М.П., Дроган Е.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

E-mail: 20mivanov@mail.ru

Развитие исследований по акустической коммуникации китообразных переходит порог от процесса накопления эмпирических данных к прямому эксперименту. Проведен анализ эмоциональных сигналов афалины и белухи, которые представляют собой пачки коротких импульсов длительностью от 80 до 600 мс с неэквидистантной последовательностью импульсов в диапазоне от 1,8 до 6 мс. Широкополосная регистрация эмоциональных сигналов белухи показала, что спектральная плотность зарегистрированных импульсов достигает 500 кГц и более, что противоречит известной частотно-пороговой характеристике приемной системы зубатых китов.

ВВЕДЕНИЕ

У китообразных по сравнению с другими млекопитающими акустический канал наиболее приспособлен к коммуникационной связи между индивидами, а расшифровка коммуникационных сигналов животных является одной из самых интригующих задач. Начало исследований коммуникации дельфинов относится к 1961 году [1], однако основные вопросы так и остались нерешенными. Несмотря на очевидную вокализацию между животными, до сих пор отсутствует однозначная интерпретация коммуникационных сигналов и двигательных поведенческих актов неоспоримого коммуникационного поведения.

Основная проблема исследований в данной области связана с тем, что не существует методики изучения коммуникационного взаимодействия высших животных в лабораторном эксперименте, то есть методики, позволяющей однозначно сопоставить сигналы коммуникации с информационной нагрузкой и двигательным поведением животных.

Методическое решение коммуникационных экспериментов, поставленных на дельфинах в лабораторном опыте, основано на альтруистическом поведении животных [2, 3]. Статистическая оценка двигательных актов во время эксперимента показывает, что дельфины способны передавать информацию партнеру и тем самым координировать поведение друг друга. Несмотря на оптимистический вывод в представленных работах [3], повторения коммуникационных экспериментов не последовало.

В данной работе представлены результаты двух экспериментов с провокацией акустического коммуникационного поведения. Первый эксперимент основан на решении задачи распознавания подводных объектов дельфинами афалинами в условиях естественной активной импульсной помехи, создаваемой экспериментальными животными. Второй эксперимент проведен на дельфине белухе при демонстрации видеоряда с помощью подводного монитора и акустической ответной реакции на спонтанное звуковое воздействие в низкочастотной области спектра.

С точки зрения теории сигналов самой сложной помехой является сосредоточенная помеха – помеха, которая по частотно-временным характеристикам совпадает с зондирующим сигналом и полностью перекрывает спектр эхосигнала. Борьба с подобными помехами является одной из самых трудных технических задач в гидроакустике. Для технических систем решение такой задачи практически нереализуемо. Однако для китообразных работа в таких сложных условиях является тривиальной задачей, т. к. они постоянно находятся в сложной акустической обстановке, например, при коллективной охоте.

Моделирование подобной ситуации в эксперименте и провокация коммуникационного поведения заключается в том, что дельфины должны как бы «договориться» о том, кто из них решает задачу в конкретный момент времени.

Демонстрация видеороликов под водой со спонтанным акустическим воздействием представляет собой случайный процесс с неожиданным исходом, который может привести к ответной акустической реакции.

МЕТОДИКА

Первый эксперимент проводился в закрытом бассейне размером 12×6 м^2 и глубиной 6 м. В опыте участвовало два половозрелых самца афалины в возрасте 17 лет. На стадии обучения животные разнесены в пространстве (рис. 1, А) и отгорожены друг от друга непрозрачным пластиковым экраном.

В качестве объектов распознавания использовались две мишени: стимул 1 – свинцовый цилиндр (ø 30 длиной 50 мм для дельфина 1 и ø 35 длиной 60 мм для дельфина 2), стимул 2 – стальная трубка (ø 35 мм длиной 50 мм для дельфина 1 и ø 40 мм длиной 60 мм для дельфина 2). Стимулы погружались параллельно для первого и второго дельфинов в секторе обзора (рис. 1 место предъявления стимула С1, С2). Двигательная реакция животных на стимул 1 – оставаться на старте в кольце, а на стимул 2 – выйти из кольца и обозначить реакцию касанием манипулятора ответной реакции. Время экспозиции стимула 1 составляло 5-20 секунд, время экспозиции стимула 2 определялось самим животным, при этом латентный период не превышал 5 секунд. Пищевое подкрепление проводилось после каждого правильного решения.

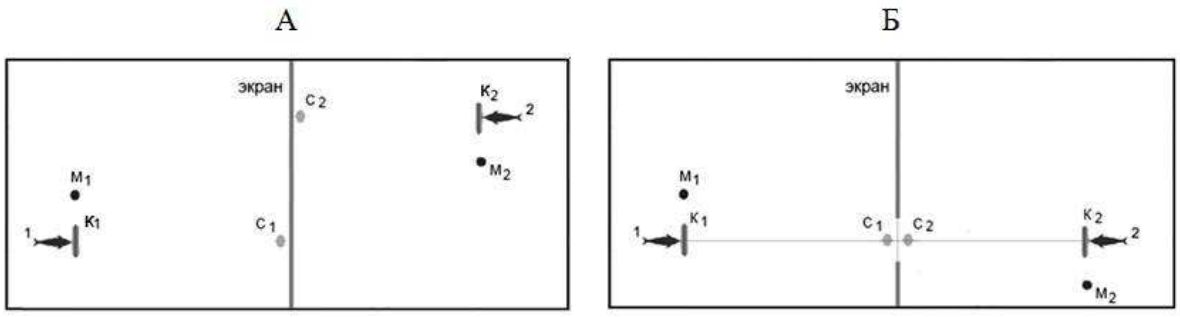


Рис. 1. Схема эксперимента при решении задачи распознавания подводных объектов в условиях естественной активной импульсной помехи; C_1 – место предъявления стимула 1 и 2 для животного 1; C_2 – место предъявления стимула 1 и 2 для животного 2; K_1, K_2 – кольцо фиксированного старта; M_1, M_2 – манипулятор ответной реакции; А – положение животных при обучении; Б – положение животных в эксперименте

Во время эксперимента дельфины расположены напротив друг друга (рис. 1, Б) при отсутствии пластиковой перегородки. При решении задачи объекты распознавания располагаются посередине между стартовыми позициями. Сектор обзора одного животного перекрывает сектор обзора другого животного, при этом импульсы, излучаемые при решении задачи одним животным, являются помехой для выполнения задачи другим животным.

Стартовая позиция дельфинов одинакова: оба животных находятся в кольце на глубине 1 м. Регистрирующие гидрофоны и стимулы (C_1, C_2) также погружались на глубину 1 м. Расстояние между кольцами составляло 8 м. Два гидрофона располагались на прямой, соединяющей центры кольца – стартовой позиции. Третий гидрофон служил реперной точкой и располагался в стороне от стартовой позиции. При обработке данных три гидрофона позволяют точно идентифицировать сигналы излучающего животного. Аналоговые сигналы переводились в цифру с помощью 4-х канального АЦП E20-10. с частотой квантования 2,5 МГц на канал: 2 канала – в полосе частот до 600 кГц (гидрофоны ø 2 мм), два канала – в полосе до 20 кГц (3-й канал с гидрофона ø 35 мм), четвертый канал использовался для записи комментариев в процессе эксперимента. Управление АЦП и хранение информации проводилось на промышленном микрокомпьютере.

Второй эксперимент проводился в закрытом бассейне размером 30×20 м^2 с переменной глубиной от 1 до 6 м. Дельфин белуха находился в отсеке размером 6×6 м^2 и глубиной 2 м (рис. 2).

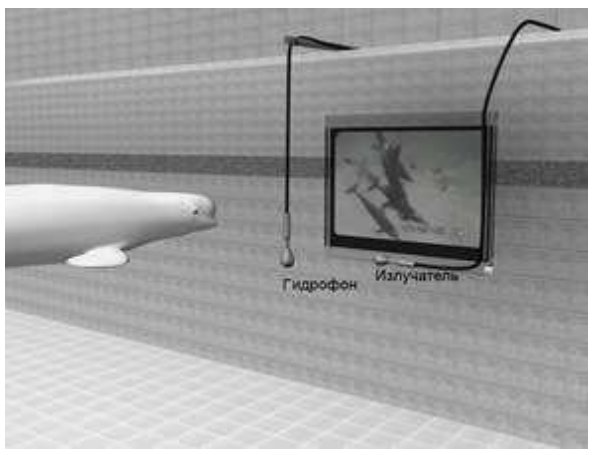


Рис. 2. Эксперимент с трансляцией видеоизображения с акустической стимуляцией

Трансляция видеоизображения проводилась с помощью подводного монитора. В качестве изображения использовались различные видеосюжеты с участием дельфинов белух. С помощью сигналов эхолокации и специально созданном программном обеспечении дельфину предоставлена возможность останавливать видеоизображение или продолжать транслирование. Эксперимент проводился непрерывно в течение 4 часов без пищевого подкрепления. Трансляция видеоизображения с использованием обратной связи позволила непрерывно удерживать внимание животного у монитора до 7 минут, а общее время удержания внимания у монитора в одном опыте составило 2 часа. Всего было поставлено 16 опытов. В одном опыте была проведена акустическая стимуляция шумоподобным сигналом.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ проведенных записей с использованием первой методики позволил однозначно выделить фрагменты, соответствующие началу и концу испытания. Во всех акустических последовательностях выделяются сигналы подхода к кольцу каждого из дельфинов. Причем одно животное при подходе к кольцу использовало последовательность импульсов с модуляцией временного интервала между импульсами. Другое животное в

процессе ориентации и подхода к кольцу всегда использовало длинные частотно-модулированные импульсы – свисты с частотой несущей 1220,7 Гц. При выходе животного из кольца отчетливо наблюдаются длинные низкочастотные сигналы длительностью ~270 мс, возникающие при движении дельфина к манипулятору, а также сигналы длительностью ~75 мс при контакте рострумом с манипулятором ответной реакции. Полученные записи однозначно интерпретируемы. Каждый акустический сигнал можно сопоставить с экспериментальной обстановкой. Выделенные акустические сигналы начала и конца испытания связаны с двигательной активностью дельфина.

На основании анализа эхолокационной активности при отсутствии помехи наблюдается изменение амплитуды последовательности импульсов, при этом частота следования импульсов однозначно связана с дальностью до цели и варьирует от 30 до 40 мс. При воздействии помехи, т.е. при одновременной работе двух животных, наблюдалось две стратегии акустического поведения.

Первая стратегия – каждое животное поочередно излучает последовательность пакетов импульсов, так чтобы они не перекрывались по времени (рис. 3, А). Вторая стратегия заключалась в том, что каждое животное излучает каждый последующий импульс, встраиваясь между импульсами второго животного, которое является для него помехой, так чтобы импульсы не перекрывались по времени. При этом интервал между импульсами увеличивается от 40 до 80 мс (рис. 3, Б).

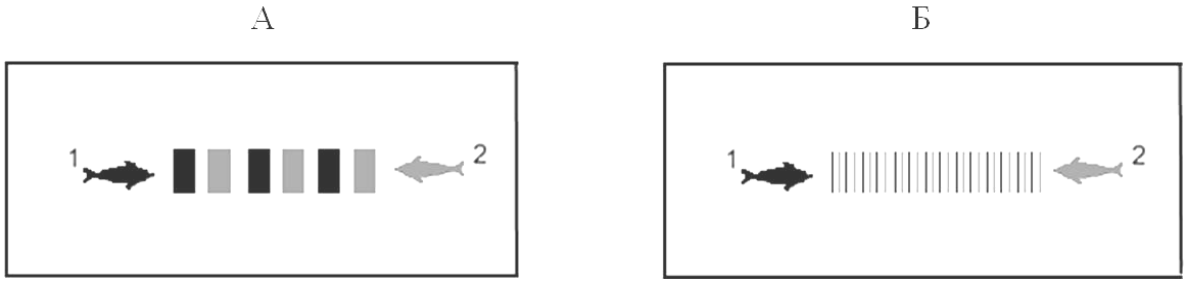


Рис. 3. Две стратегии акустического поведения дельфинов при распознавании подводных объектов в условиях помехи

В ходе экспериментов при решении задачи распознавания предметных стимулов в условиях акустических помех, создаваемых другим животным, было зарегистрировано три сигнала, которые можно интерпретировать как коммуникационные. Именно после этих сигналов наблюдалось изменение стратегии работы животных при локации объектов распознавания. На рисунке 4, А представлен один из сигналов коммуникации длительностью 600 мс как наиболее показательный.

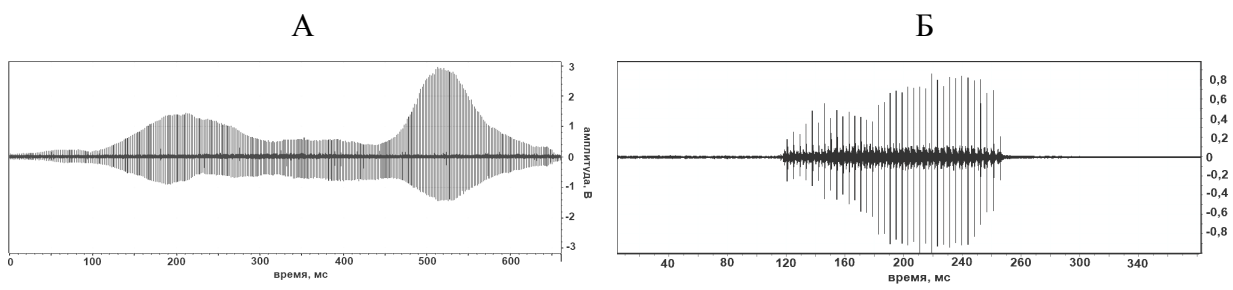


Рис. 4. Сигналы коммуникации: А – афалина; Б – белуха

Спектральная плотность импульсов анализировалась с помощью программы PowerGraph, размер БПФ 1024, весовая функция Hamming [4]. Для примера, ниже представлена спектральная плотность и осциллограмма двух импульсов из последовательности коммуникационного сигнала (рис. 5, А и Б). Выделенные импульсы визуально похожи, но при этом спектральная плотность для них разная. В первом импульсе имеется один выраженный максимум на частоте 97 кГц, а для второго импульса выделяются два частотных максимума – 43 кГц и 102 кГц. Ширина основного лепестка частотной характеристики составляет 240 кГц, в то время как у эхолокационных импульсов ширина основного лепестка частотной характеристики не превышает 170 кГц.

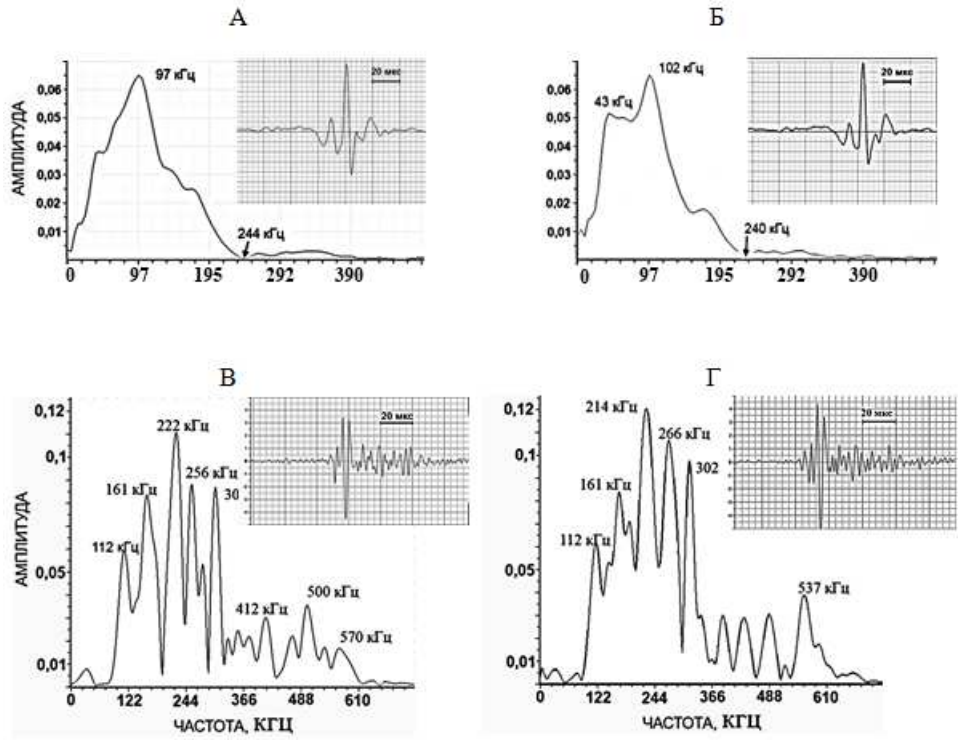


Рис. 5. Спектральная плотность и осциллограммы импульсов из последовательности коммуникационного сигнала: А, Б – афалина; В, Г – белуха

Поскольку все импульсы в коммуникационной последовательности по спектрам очень разные, обрабатывать большие массивы при отсутствии надежного алгоритма обработки спектральных данных не представляется возможным.

Временная обработка коммуникационных сигналов на макро- и микро-уровне позволяет выделить некоторые отличия по сравнению с эхолокационными сигналами.

Под макро-обработкой понимается вычисление интервала между импульсами. На рисунке 6 представлена зависимость изменения интервала между импульсами от номера импульса по порядку. Длительность интервала между импульсами для сигнала афалины (рис. 6, А), состоящего из 250 импульсов, изменяется от 1,8 мс до 2,1 мс при точности измерения 0,4 мкс. Кривая имеет плавный характер, а некоторые изменения кривой не превышают 0,02 мс.

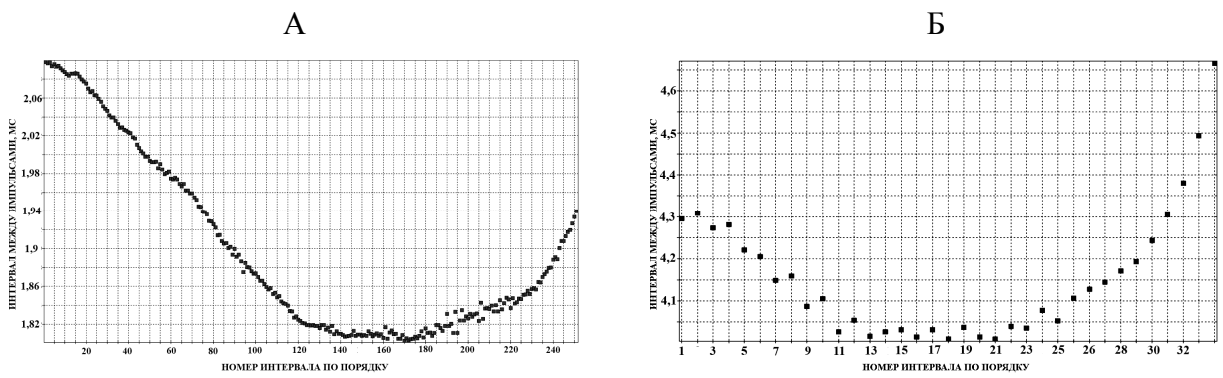


Рис. 6. Зависимость изменения интервала между импульсами от номера импульса по порядку: А – афалина; Б – белуха

Обработка коммуникационных сигналов по микро-временным параметрам включает в себя следующие измерения: длительность основного периода колебательного процесса, длительность установившегося режима (длительность между экстремумами), длительность фронта нарастания, длительность фронта спада.

Графики измерения микро-временных параметров представлены на рисунке 7. Изменение длительности основного периода и длительности установившегося режима свидетельствует о том, что на разных участках временной последовательности импульсы отчетливо разделяются (рис. 7, А и В). Длительность основного периода меняется от 9 до 26 мкс, а длительность установившегося режима импульса изменяется от 4 до 11 мкс. Если сравнить эти два графика, то можно заметить некоторое сходство в распределении плотности скоплений, но только в начале и в конце последовательности.

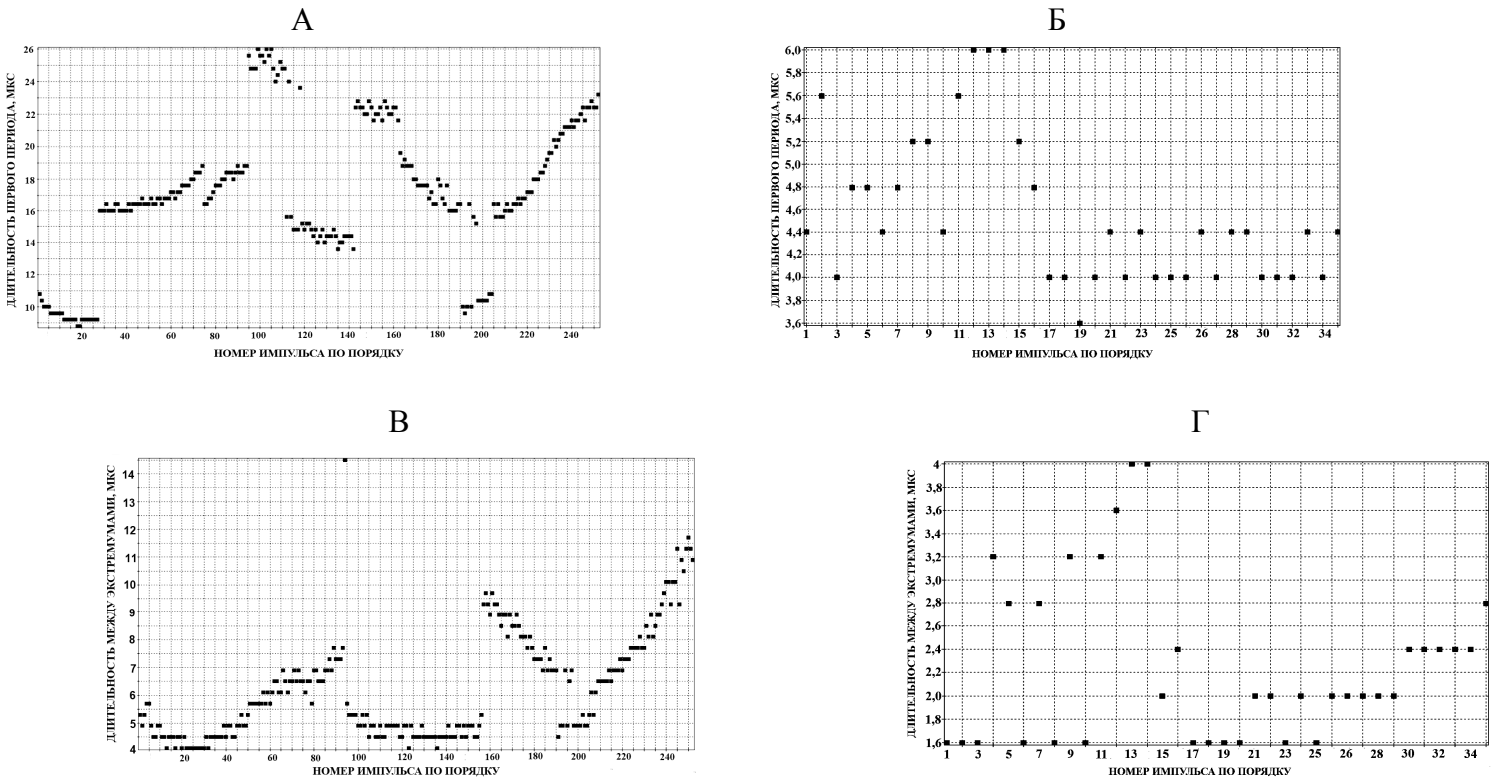


Рис. 7. Графики микро-временной обработки сигналов коммуникации: длительность основного периода (А, Б); длительность установившегося режима импульса (В, Г);
А, В – афалина; Б, Г – белуха

Во втором эксперименте с дельфином белухой при демонстрации видеофрагментов были зарегистрированы сигналы ответной реакции на акустическую стимуляцию. Данная серия сигналов значительно отличается от эхолокационных импульсов и интерпретируется как сигналы коммуникации (рис. 4, Б).

Осциллограммы и спектральные характеристики двух импульсов из коммуникационной последовательности сигналов белухи представлены на рисунке 5, В и Г. Из осциллограмм видно, что общая длительность колебательного процесса составляет 60 мкс, а спектр имеет сильную изрезанность с максимумами на частотах 112 кГц, 161 кГц и на частотах, значительно превышающих 200 кГц. Спектральные максимумы на частотах 500 кГц и более имеются у всех импульсов в данной последовательности и минимум осцилляций на частотах ниже 100 кГц.

Длительность коммуникационного сигнала, представленного на рисунке 4, Б, составляет ~144 мс и содержит 35 импульсов. График макро-временных параметров, а именно, интервал между импульсами представлен на рисунке 6, Б, который меняется от 4 до 4,65 мс и имеет плавный характер. Однако большая часть графика имеет некоторые особенности: каждый последующий интервал по сравнению с предыдущим меняется с интервалом ~0,02 мс, но с 27 по 35-й интервал график изменяется плавно. График изменения микро-временных параметров, а именно, длительность основного периода представлен на рисунке 7, Б, на котором видно изменение длительности от 3,6 до 6,0 мкс. Как видно из графика, сигнал делится на две равные части: первая часть (с 1 по 16 импульс) имеет длительность первого периода 4,0-6,0 мкс, а вторая часть (с 17 по 35 импульс) имеет постоянную длительность первого периода 4,0±0,4 мкс. График изменения длительности между экстремумами в сигнале коммуникации представлен на рисунке 7, Г, в котором длительность установившегося режима меняется от 1,6 до 4 ±0,4 мкс, причем большая часть импульсов имеет длительность 2±0,4 мкс, шесть импульсов имеют длительность 3,2 ±0,4 мкс (4,5,7,9,11,12), и только у двух импульсов длительность составила 4 мкс. При сравнении графиков 7, Б и 7, Г восемь импульсов имеют синхронное увеличение длительности, как основного периода, так и длительности установившегося режима.

Длительность изменения фронт нарастания и фронт спада в данной работе не показана.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты показывают разброс временных и спектральных параметров коммуникационных сигналов. Сказать уверенно, что это связано с информационной нагрузкой, невозможно. На сегодняшний день экспериментального материала недостаточно и существуют ограничения для алгоритмов обработки таких быстропротекающих процессов. В работе [5] такие сигналы характеризуются как универсальные, но по нашему мнению классифицировать такие сигналы еще рано. Сейчас нужно понять, какие признаки отличают сигналы эхолокации от сигналов коммуникации. В этой же работе [5] предлагается разделение сигналов на когерентные (эхолокационные последовательности импульсов) и некогерентные (коммуникационные последовательности импульсов). Данное определение, возможно, хорошо работает, если сигналы зарегистрированы в условиях, когда геометрическая и акустическая оси совпадают. Однако вся картина разрушается, когда происходит регистрация

сигналов при отклонении от акустической оси и в этом случае эхолокационные импульсы приобретают дополнительные колебания. В коммуникационных сигналах дополнительные колебания значительно увеличивают общую длительность импульса, а высокочастотные составляющие значительно уменьшаются по амплитуде [6]. Результаты спектрального анализа импульсов коммуникационного сигнала показывают, что действительно помимо основного импульса в сигнале присутствуют дополнительные колебания, что ярко выражено на осциллограммах. Можно предположить, что такие сигналы являются продуктом излучения дополнительного генератора, который включается при излучении сигналов, подобных сигналам коммуникации [7,8].

В эксперименте с демонстрацией видеоизображений Л. Херман [9] использовал абстрактные образы с изображением человека, передающего дельфину информацию с помощью языка жестов. Эти исследования показали, что дельфины воспринимают происходящие на телевизионном экране сцены и реагируют на них как на реальные события, но удержание внимания животных у монитора не превышало 20 с.

Анализ экспериментальных данных показал, что при использовании обратной связи время удержания внимания у монитора увеличивается до 7 минут, а введение акустической стимуляции приводит к коммуникационному ответу. Коммуникационный ответ получен только в одном опыте, но этого достаточно, т.к. пищевого подкрепления не проводилось. Ответная акустическая реакция ярко выражена, а для некоторых импульсов получены парадоксальные результаты, связанные со смещением спектра в область частот более 500 кГц. Не исключено, что данный феномен объясняется точной локализацией коммуникационного сигнала по акустической оси, т.к. диаграмма направленности на таких высоких частотах должна быть меньше одного градуса. Полученный результат не соответствует известной частотно-пороговой характеристике слуха морских млекопитающих, которая ограничена 200 кГц.

Развитие эксперимента с использованием пространственно разнесенной сосредоточенной помехи требует модификации опыта, так, чтобы провокация коммуникационного взаимодействия была более наглядно выражена.

Использование обратной связи как в видеофрагментах, так и в акустической стимуляции дает возможность проведения новых экспериментов по вызванной коммуникационной активности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Хотим выразить благодарность и признательность отделению Евпаторийского дельфинария – всему тренерскому составу и штату сотрудников базы «Донузлав» и лично директору Масбергу Игорю Валентиновичу. А также благодарим Санкт-Петербургский дельфинарий и лично директора Костова Игоря Евгеньевича за предоставленную возможность проведения исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lilly J.C. Miller A.M. Vocal exchanges between dolphins // Science ─ 1964. v.134, №3493.
2. Bastian J. The transmission of arbitrary environmental information between bottlenose dolphins // Animal sonar systems R.G. Juoy-Josas (France) ─1967. ─ P.807-873.
3. Zanin A.V., Markov V.I., Sidorova I.E. The ability of bottlenose dolphins, *Tursiops truncates*, to report arbitrary information // Sensory Abilities of Cetaceans. Laboratory and Field Evidence, eds.: J.A. Thomas, R.A. Kastelein, NATO ASI Series, Ser. A, vol. 196, Plenum Press, NY-London. ─1990. ─ P. 685-697.
4. Измайлов Д.Ю. Виртуальная измерительная лаборатория PowerGraph ПиКАД. —2007. № 3. — С. 42-47. [электронный ресурс] — Режим доступа. — URL: http://www.powergraph.ru/soft/pgview.asp (дата обращения 23.04.2014).
5. Рябов В.А. Акустические сигналы и эхолокационная система дельфина // Биофизика. ─ 2014. т.59, вып.1. ─ С. 169-184.
6. Branstetter B.K., Moore P.W., Finneran J.J., Tormey M.N., Aihara H. Directional properties of bottlenose dolphin (*Tursiops truncatus*) clicks, burst-pulse, and whistle sounds // J. Acoust. Soc. Am. ─ 2012. Vol. 131 (2) — P. 1613-1621.
7. Cranford T. W., Elsberry W. R., Van Bonn W. G., Jeffress J. A., Chaplin M. S., Blackwood D. J., Carder D. A., Kamolnick T., Todd M. A., and Ridgway S. H. Observation and analysis of sonar signal generation in the bottlenose dolphin (*Tursiops truncatus*): Evidence for two sonar sources // J. Exp. Mar. Biol. Ecol. ─ 2011. № 407. 81–96.
8. Lammers, M. O., and Castellote, M. The beluga whale produces two pulses to form its sonar signal // Biol. Lett. ─ 2009. № 5. — P. 297–301.
9. Herman L. M., Morrel-Samuels P. and Pack A. A. Bottlenosed dolphin and human recognition of veridical and degraded video displays of an artificial gestural language // Journal of Experimental Psychology: General, 1990. № 119 — P. 215-230.

назад к содержанию

СОЗДАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ МОРСКИХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ

Ульянов А.А., Иванов М.П.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

E-mail: SoundMaker192@gmail.com

Новые многоканальные комплексы регистрации биоакустической активности морских млекопитающих на цифровой носитель значительно расширили возможности исследователя. При планировании современного лабораторного эксперимента или проведении этолого-акустических наблюдений в открытом море необходимо позаботиться о хранении и дальнейшей обработке информации, полученной в условиях полевых измерений. База данных предназначена для систематизации результатов измерений, хранения и минимизации больших объемов гидроакустической информации, а также последующего ее использования в вычислительных экспериментах.

ВВЕДЕНИЕ

Новые многоканальные комплексы регистрации биоакустической активности морских млекопитающих на цифровой носитель значительно расширили возможности исследователя [1]. Увеличение объема информации в лабораторном эксперименте и в этолого-акустических наблюдениях в открытом море приводят к необходимости создания квалифицированной базы данных гидроакустических измерений [2,3]. При широкополосной регистрации данных с помощью четырех каналов с частотой квантования 2,5 МГц на канал с амплитудой 14 разрядов объем информации на цифровом носителе составляет 60 ГБ за 60 минут непрерывной записи. Запись данных проводится с помощью программы POWERGRAPF 3.8 PROFESSIONAL и подпрограммы FILE RECORDER [4]. Так же с каждой записью необходимо сопоставить набор характеристик, таких как: тип, дальность и глубина мишени; положение гидрофонов; глубина животного и т.д. Количество информации, полученной в полевых условиях, крайне велико, обработка такого массива данных без систематизации не представляется возможным.

Структура исследования условно поделена на три иерархических уровня – эксперимент (обнаружение, распознавание и т.д.), опыт и испытание. Эксперимент определяется целью и задачами исследования. Опыт – непосредственное выполнение задачи, испытание – единичный результат выполнения задачи животным. Объем информации зависит от сложности эксперимента. Как правило, эксперимент включает в себя до 50-300 опытов или при проведении двух опытов в день длительность его составляет от одного до пяти месяцев. В зависимости от подготовки животного каждый опыт состоит из 50 - 200 испытаний. Для последующей обработки массив такой мощности структурируется с помощью программного обеспечения. Формируется база исходных данных, что позволяет в последующем провести подробное математическое исследование сигналов китообразных с учетом окружающих условий и дать сравнительные оценки пространственных параметров акустических сигналов по видовому разнообразию и индивидуальным характеристикам.

Планирование эксперимента включает в себя выбор места, т.е. географические координаты и исследуемая акватория и вид животного. Опыт описывается методикой, и координатами размещения регистрирующих устройств, а также всеми объектами необходимые для решения задачи обнаружения или распознавания. Каждое испытание описывается характеристиками или номером гидрофона/излучателя, их расположением по месту проведения испытания, характеристиками объекта, условиями испытания и ответной реакцией животного.

ОСОБЕННОСТИ СБОРА ДАННЫХ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ БИОАКУСТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В процессе обработки результатов исследования, чаще всего, специалисты сталкиваются с проблемой разрозненности и неупорядоченности данных, невозможностью быстро отобразить интересующую в данный момент информацию. Оперативная обработка данных во время проведения опыта не всегда возможна, что впоследствии может привести к неоправданной потере результатов испытаний из-за неточностей формирования протокола. Сбором и обработкой материалов могут заниматься разные специалисты, поэтому не точность во время занесения параметров испытаний может привести к невозможности дальнейшей обработки информации по определенному сценарию.

Для решения этих и подобных им проблем разрабатывается программный комплекс, содержащий в себе базу данных и утилиты с необходимым дружественным интерфейсом, учитывающим специфику проведения натурных испытаний и обработку полученных материалов.

В процессе измерений и сбора информации необходимо ведение протокола, который содержал бы исчерпывающую информацию об условиях, в которых производилась запись. Однако непосредственное заполнение форм во время проведения испытаний не всегда представляется возможным. Комфортному заполнению протокола, как правило, мешают внешние факторы: солнце засвечивает экран, вода может залить ноутбук или блокнот, вдруг возникает необходимость оптимизировать время контакта с животными, т.к. они могут потерять интерес к выполнению конкретных действий или закончится место на накопителе установки и т.д.

Поэтому лучше вести аудио-протокол, который аппаратно реализуется с помощью радиомикрофона и записывается синхронно в виде отдельной дорожки в тот же файл, что и звуковые дорожки от гидрофонов.

В общем виде движение информации внутри программного комплекса изображено на (рис. 1).

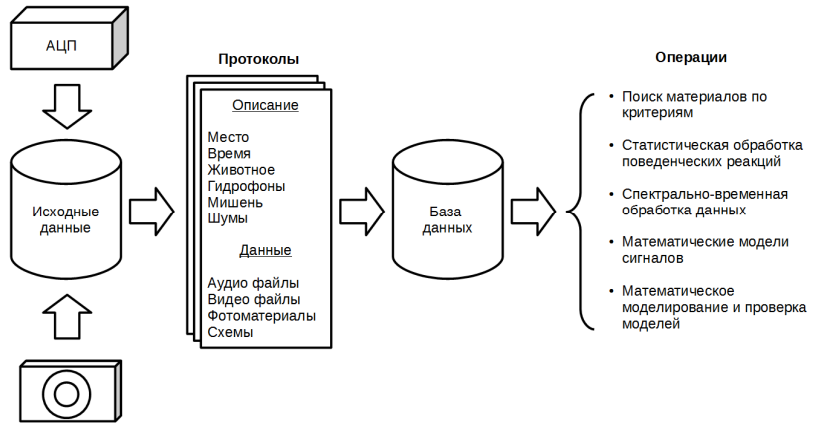


Рис. 1. Информационный поток данных биоакустических исследований

Следующий этап подготовки материалов связан с оформлением опыта как единицы хранения информации. Для каждого опыта создается отдельная папка, в названии которой фигурируют время и место проведения опыта. В едином месте дискового пространства собираются материалы, полученные в течение дня: файл с результатами записи биоакустических данных в формате bin или wav, схема опыта, фотографии и/или видеозапись, а так же любые другие материалы, которые исследователь посчитал необходимым приобщить к опыту. Таким образом, формируется библиотека исходных данных.

Дальнейшая обработка файлов, как правило, выполняется намного позже, так как не требуется пребывания на месте проведения опытов, что дает возможность работать нескольким сотрудникам параллельно. После расшифровки оператором аудиозаписи хода испытаний, создается протокол в формате программы MS Excel. Временные параметры начала и конца испытания уточняются с помощью программы FILE VIEWER. Аудиофайл исходных данных разделяется на фрагменты, содержащие информацию по одному испытанию. Фрагменты снабжаются протоколом (описание испытания) и помещаются в базу данных.

СТРУКТУРА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА

Программный комплекс представляет собой набор утилит-клиентов базы данных. Такой подход обеспечивает модульность и масштабируемость. Общая структура изображена на (рис. 2).

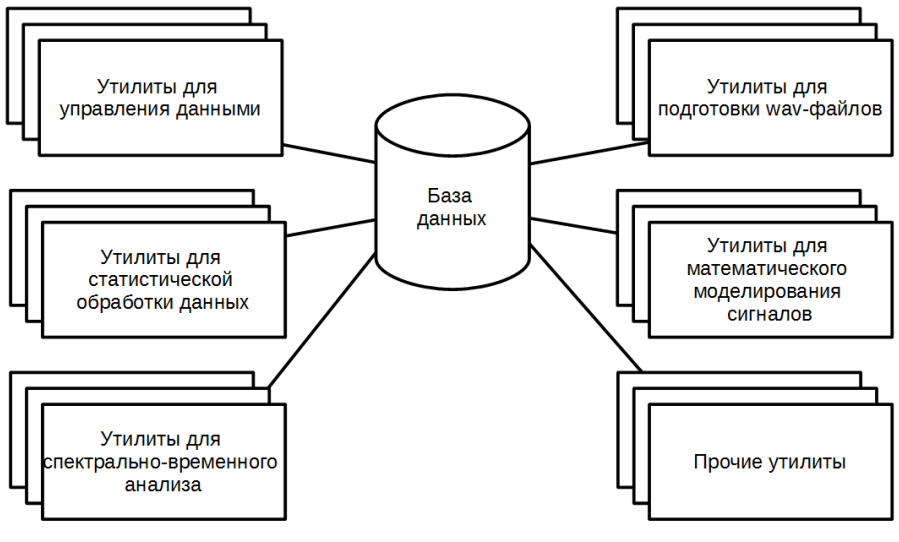


Рис. 2. Структура программного комплекса

Все утилиты написаны на языке Object Pascal с использованием компилятора Free Pascal Compiler. В качестве интегрированной среды разработки выбрана свободная IDE Lazarus. Отличительной особенностью этой IDE является открытый исходный код (Open Source), а так же возможность создания совместимых на уровне исходных кодов приложений для MS Windows и GNU/Linux на языке Object Pascal. IDE Lazarus обладает достаточным функционалом для реализации данного проекта.

Системой управления базами данных послужил SQL сервер Firebird. Эта СУБД также распространяется с

открытыми исходными кодами, бесплатна для коммерческого использования и распространения. Firebird существует для различных платформ, в том числе Windows и Linux, не требовательна к ресурсам компьютера, отлично совместима с IDE Lazarus, имеет компактный дистрибутив (размер установочного файла менее 7 МБ), позволяет создавать независимые (т. н. Embedded) базы данных и обладает инструментами для поддержания высокой надежности хранения данных.

Структура базы позволяет добавлять, просматривать, редактировать информацию; вести поиск данных по заданным параметрам; выполнять сложную математическую и статистическую обработку.

ИНТЕРФЕЙС

Центральное место в комплексе занимает программа CLIENT («КЛИЕНТ»). С ее помощью оператор базы данных выполняет основные операции: добавление экспериментов, опытов, испытаний, редактирование и удаление записей о выполненных опытах. В целях ускорения навигации добавлена функция быстрого поиска по номеру или дате проведения опыта. Окно программы разделено на две части для удобства одновременной работы с опытами и испытаниями. Вид главного окна программы представлен на (рис. 3).

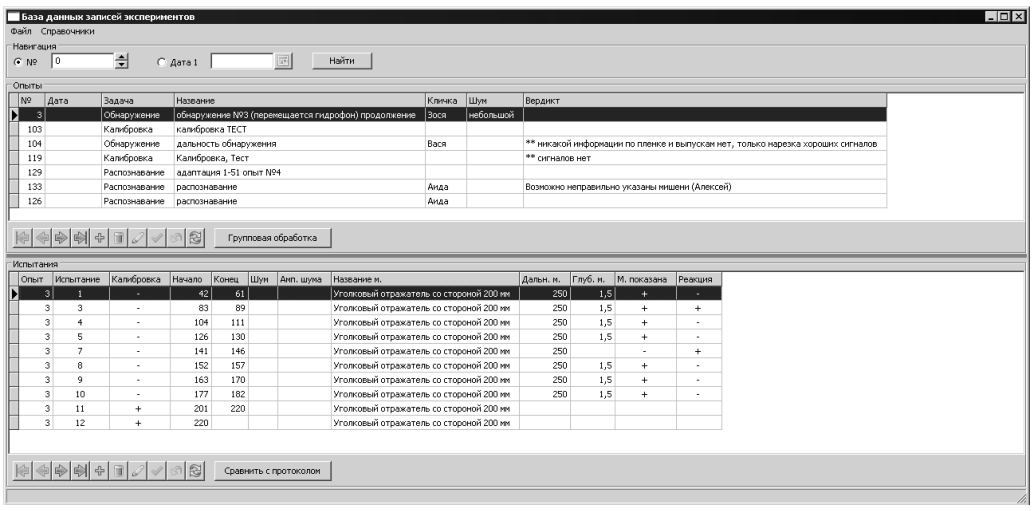


Рис. 3. Вид главного окна программы «Клиент»

При двойном нажатии левой кнопки мыши на строку таблицы «Опыты» откроется дополнительное окно «Описание опыта» (рис. 4), в котором можно указать атрибуты характерные для всех испытаний в данном опыте (дата и место проведения опыта, кличка животного, характер шумов, позиция гидрофона, расположение файлов в библиотеке исходных материалов и т.д.).

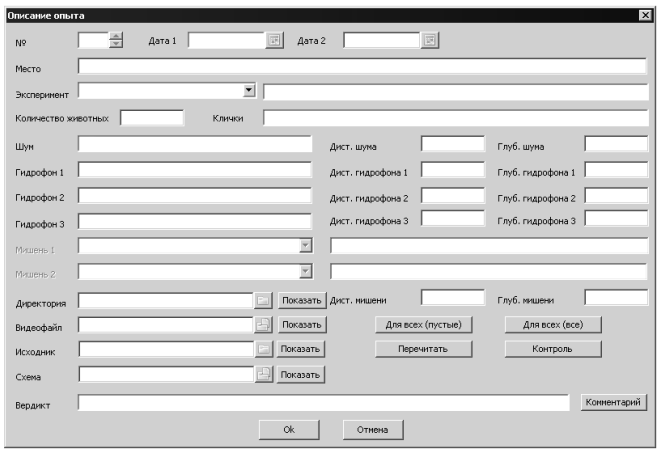


Рис. 4. Вид окна «Описание опыта» программы «Клиент»

Аналогично, двойное нажатие мышью на строку таблицы «Испытания» вызовет на экран окно «Описание испытания» (рис. 5) и здесь указываются свойства, которые меняются от испытания к испытанию (дальность и глубина мишени, позиции гидрофонов, факт наличия мишени в воде, расположение файла-фрагмента в библиотеке фрагментов и т.д.).

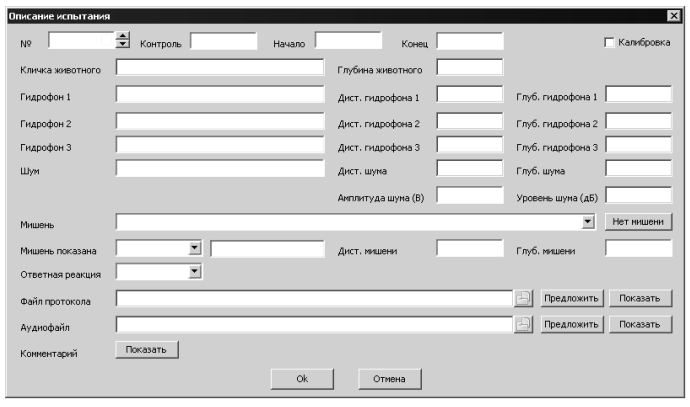


Рис. 5. Вид окна «Описание испытания» программы «Клиент»

ПОИСК ИСПЫТАНИЙ

Программа SEARCHER («ПОИСК») позволяет получить общую информацию по наличию или отсутствию испытания в базе данных, удовлетворяющую заданным критериям поиска. Управление параметрами запроса осуществляется на панели формирования запроса (слева). Запрос выполняется по задаче, кличке животного, типу и названию мишени, дистанции и глубине мишени, реакции животного и иным параметрам. После получения критериев поиска программа выполняет заданный запрос и выводит данные на экран с именами файлов и краткой информацией.

Вид окна программы «Поиск» представлен на (рис. 6).

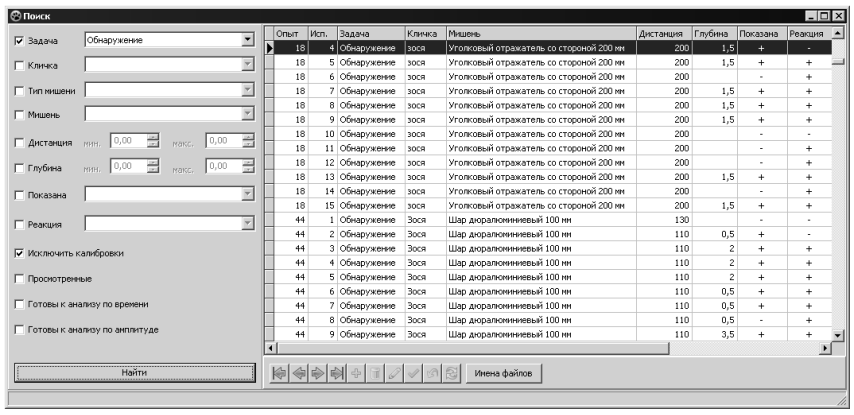


Рис. 6. Вид главного окна программы «Поиск»

При двойном щелчке мышью по таблице результатов открывается папка на жестком диске компьютера, где хранится соответствующий файл. Так же есть возможность получить результат в виде простого списка файлов для последующей обработки в другой программе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание описанной базы данных является первым шагом на пути к автоматизированной обработке результатов наблюдений и измерений биоакустической информации. Дальнейшим путем развития комплекса будет создание единого инструмента, который позволит сопровождать данные непосредственно с антенн записывающих станций, автоматически снабжать дополнительной информацией о параметрах эксперимента (начиная от взаимного расположения объектов в опыте, заканчивая параметрами среды испытания), обеспечивать автоматизированную первичную обработку результатов и передачу накопленного материала для дальнейшей систематизации и анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мартынов М. Ю., Вагеник И. А. База гидроакустических данных // Электронный журнал «Техническая акустика» http://webcenter.ru/~eeaa/ejta/.— 2003. —С. 6.
2. Дмитриева У.И., Ростов И.Д. Базы данных океанологических экспедиций ТОЙ ДВО РАН // Информатика и моделирование в океанологических исследованиях. Владивосток: «Дальнаука», —1999. — С. 3-13.
3. Костина С.С. Вычислительный эксперимент по исследованию сложных сигналов в компьютерной лаборатории // Ж. Вопросы атомной науки и техники. —2003. —№4. — С.152-156.
4. Измайлов Д.Ю. Виртуальная измерительная лаборатория PowerGraph ПиКАД. — 2007. — № 3. —С. 42-47. http://www.powergraph.ru/soft/pgview.asp (дата обращения 23.04.2014). назад к содержанию

ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТОЭНЦЕФАЛОГРАФИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Миргородский В. И., Герасимов В. В., Пешин С. В.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: vim288@ms.ire.rssi.ru.

С помощью пьзопреобразователей продольных акустических колебаний обнаружены новые акустические сигналы, генерируемые головой человека. Сигналы хорошо проявляются при их съеме с височных областей, несколько хуже при съеме со лба. Сигналы имеют вид импульсов длительностью около 4 мс, следующих с изменяющимся во времени периодом от 60 до 120 мс. Величина сигналов примерно на два порядка превышает уровень тепловых акустических флуктуаций. Сигналы обладают рядом интересных свойств, в частности: они возникают в условиях релаксации испытуемого, когда он находится в покое с закрытыми глазами и мотивирован на засыпание; хотя сигналы имеют частоты следования, близкие к частотам альфа ритма, однако точного согласования с сигналами альфа ритма на длительных (порядка минуты) интервалах не наблюдается; сигналы, снимаемые с разных висков так же, как правило, не имеют строгой синхронизации. Подобие некоторых параметров этих сигналов параметрам сигналов ЭЭГ позволяет назвать их акустоэнцефалографическими сигналами.

ВВЕДЕНИЕ

Использование метода пассивного акустического анализа (прослушивания) является одним из распространенных и традиционных методов медицинской диагностики. Основное внимание в процессе медицинской диагностики на основе анализа принимаемых из испытуемого акустических сигналов уделяется рассмотрению акустических сигналов пациента, связанных с сердечной деятельностью, течением крови [1-5], шумам Короткова при измерениях давления [6], сигналам, связанным с дыханием [2, 3], и отоакустическим сигналам [7]. В последнее время получили развитие методы, основанные на анализе акустических сигналов, получаемых из головы испытуемых, связанных с протеканием крови по сосудам головы для диагностики различных патологий, в частности, и вызванных ранениями [8, 9]. Созданы приборы для такого анализа называемые “brain monitor” [8, 9]. Отметим, что в этих работах анализируются сигналы с периодом равным периоду биения сердца, (0.5 - 1 с), которые подобно электрокардиографическим сигналам, могут иметь импульсный характер [8]. Заметим так же, что в работе [8] используется «активный» способ получения информации, в то время как в работе [9] – «пассивный».

Таким образом, прием акустических сигналов позволяет диагностировать немало патологий, что и определяет широкое распространение этих методов на практике. Это обстоятельство стимулировало развитие технологий создания приборов для приема акустических сигналов из тела испытуемого – электронных стетоскопов [8 - 14].

Настоящая работа посвящена обнаружению новой разновидности акустических сигналов - эмиссии, принимаемых при расположении акустических приемников на висках и на лбу испытуемых, а также методам приема этих сигналов и используемым акустическим приемникам.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данной работе, как и в работах [12, 13], используются твердотельные акустические датчики на основе пьезоматериалов.

В качестве приемных элементов использовались диски из пьезокерамики диаметром 1.3 см с толщиной 0.65 см, смонтированные в герметичном корпусе из нержавеющей стали. Резонансная частота этих дисков составляла около 190 кГц. Для обеспечения работы таких пьзопреобразователей в широкой полосе частот (на частотах ниже резонансной) съем сигналов с пластин осуществлялся с помощью малошумящего усилителя, имеющего высокое входное сопротивление. В результате, оказался возможным высокочувствительный прием акустических колебаний в полосе частот от 5 Гц до 100 кГц. Оценка флуктуационной чувствительности сделанная на основе экстраполяции чувствительности из высокочастотной области (на частоте 100 кГц) показала, что она в среде, с акустическим импедансом воды, по порядку величины составляет $2*10^{-10}$ атм./Гц$^{1/2}$, или в энергетическом выражении 10^{-20} Вт/Гц, что примерно в 10 раз превышает спектральную плотность мощности тепловых колебаний при комнатной температуре.

В процессе выполнения экспериментов, осуществлялась регистрация сигналов по двум независимым каналам с использованием двух одинаковых пьзопреобразователей с размещенными около них усилителями.

Оцифровка сигналов проводилась с использованием двухканального АЦП, имеющего 11 разрядов, работающего с частотой 500 кГц. Сигналы сохранялись на жестком диске компьютера.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Приемники устанавливались на поверхность измеряемого объекта, с применением иммерсии, для улучшения качества акустического согласования. В качестве иммерсии использовался гель для ультразвуковых исследований. Вид головы испытуемого с установленными на ней в височных областях приемниками представлен на рис. 1.

Рис. 1. Расположение приемников звука на голове испытуемого.

Как видно, приемники звука закреплялись на висках испытуемого с помощью резиновой ленты, подобно тому, как это было сделано в работе [9].

В измерениях участвовали трое испытуемых, которые в процессе эксперимента располагались в горизонтальном положении лежа на кушетке. При этом испытуемым ставилось условие возможно более полной неподвижности.

В основной серии экспериментов регистрация сигналов проходила обычно в двух режимах: сначала испытуемому в течение 15 минут предлагалось «думать» (например, в уме перемножать числа) с закрытыми глазами, а затем испытуемому предлагалось попытаться уснуть в течение так же 15 минут (иными словами, его мотивировали на сон). Всего было выполнено 80 подобных экспериментов. При этом были проведены и вспомогательные эксперименты.

В первой вспомогательной серии экспериментов, осуществлялась одновременно с регистрацией акустического сигнала, регистрация электроэнцефалографического (ЭЭГ) сигнала с одного отведения. В этих случаях осуществлялась регистрация акустического сигнала по одному каналу АЦП и сигнала ЭЭГ по другому каналу. ЭЭГ отведение имело один электрод на голове испытуемого, а другой (земляной) на мочке уха. Приемник акустической эмиссии и электроды ЭЭГ располагались на одной стороне головы (как правило, слева).

Во второй серии вспомогательных экспериментов осуществлялась одновременная регистрация акустического сигнала от височного датчика по одному каналу АЦП и регистрация звукового сигнала с помощью микрофона, размещенного вблизи рта испытуемого по другому каналу. При этом порядок проведения экспериментов оставался прежним.

Для обеспечения наилучшей помехозащищенности эксперименты проводились в помещении, где во время проведения экспериментов не было ни других, кроме испытуемого, людей, ни работающих электронных приборов, кроме АЦП. При этом АЦП находился в обеспечивающим акустическую и электрическую экранировки контейнере, расположенном на расстоянии около 10 м от испытуемого.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения сигналов с двух висков

Основным типом проведенных экспериментов были эксперименты, в которых акустические приемники располагались на висках испытуемых. В результате экспериментов получались записи сигналов с левого и правого висков, которые после экспериментов можно было анализировать. На рис. 2 представлен типичный вид

получаемых сигналов в экспериментах, в которых испытуемые были мотивированы на засыпание. Для улучшения отношения сигнал – шум, представленные сигналы были подвергнуты усреднению по 1000 точкам.

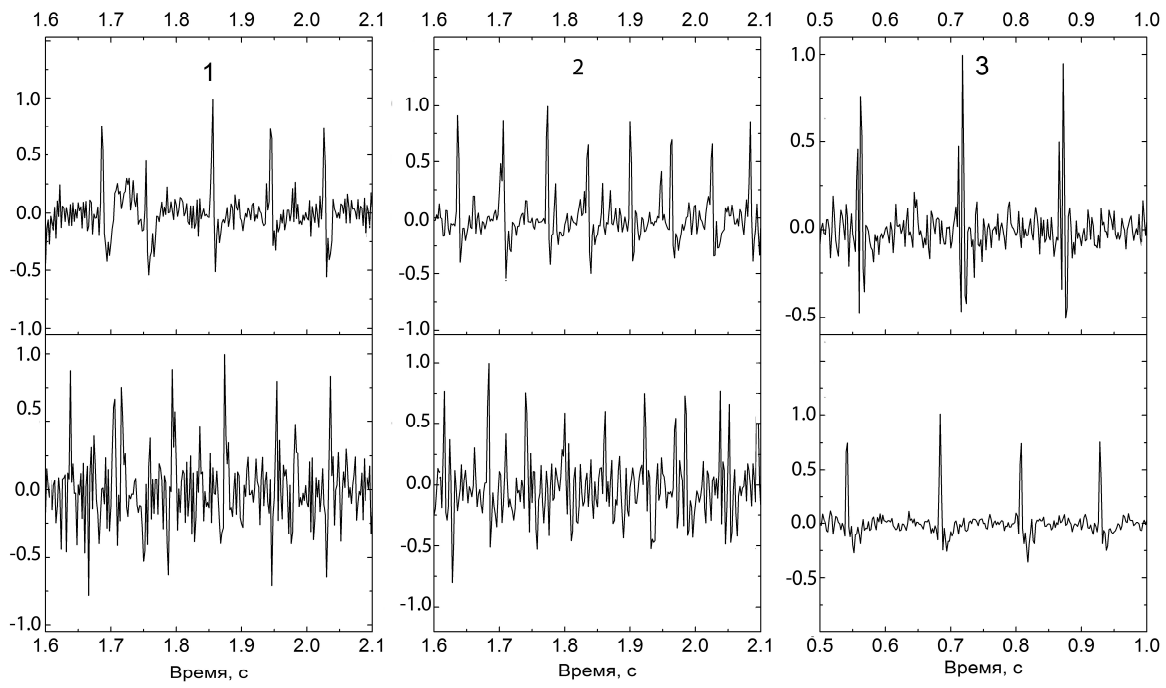


Рис. 2. Типичный вид регистрируемых с висков сигналов. Слева направо сигналы, полученные от первого, второго и третьего испытуемого. Нижние графики – сигналы, полученные от левых висков, верхние графики – от правых.

Как видно, у разных испытуемых наблюдаются сигналы, похожие по временным зависимостям. Сигналы имеют импульсный вид, при этом длительность импульсов составляет около 4 мс. Период повторения сигналов различен: от 60 мс, как в эксперименте со вторым испытуемым до 120 мс для третьего испытуемого. Видно также, что периоды повторения сигналов, представленных на графиках, даже в течение 5-ти секунд не строго постоянны, они несколько изменяются во времени. При этом периоды сигналов, снимаемых с разных висков, как правило, несколько отличаются. Нередко сигналы наблюдались с одного из висков, а с другого не наблюдались.

Следует заметить, что для упрощения изложения, приведенные на графиках сигналы выбирались на интервалах длительностью 0.5 секунды, расположенными между обычно наблюдаемыми [8, 9] сигналами, соответствующими биению сердца испытуемых.

Как уже отмечалось, эксперименты проводились в два этапа: на первом испытуемому предлагалось «думать», а на втором засыпать, результаты второго этапа были представлены выше на рис. 2. Следует заметить, что в то же время, практически ни в одном из экспериментов, когда испытуемый «думал», таких сигналов не наблюдалось. Исключение составляет один эксперимент, когда сигналы были видны, однако испытуемый после эксперимента сообщил, что в процессе его он невольно засыпал.

Измерения сигналов с виска и электродов ЭЭГ

Поскольку наблюдаемые с височных отведений акустические сигналы имеют ряд свойств, обычно наблюдаемых у ЭЭГ - сигналов, в частности у сигналов альфа ритма (сигналы появляются при засыпании испытуемых, периоды повторения сигналов 60 – 120 мс и т.д. [15, 16]), то были проведены одновременные измерения акустического сигнала с левого виска и сигнала ЭЭГ с электродов, расположенных на левой стороне головы испытуемого отведений P3 и F7.

Ниже на рис. 3 представлены типичные зависимости от времени, полученные в таких измерениях, сигналов для тех же трех испытуемых. Сигналы, как и ранее, получены при мотивации испытуемых на засыпание.

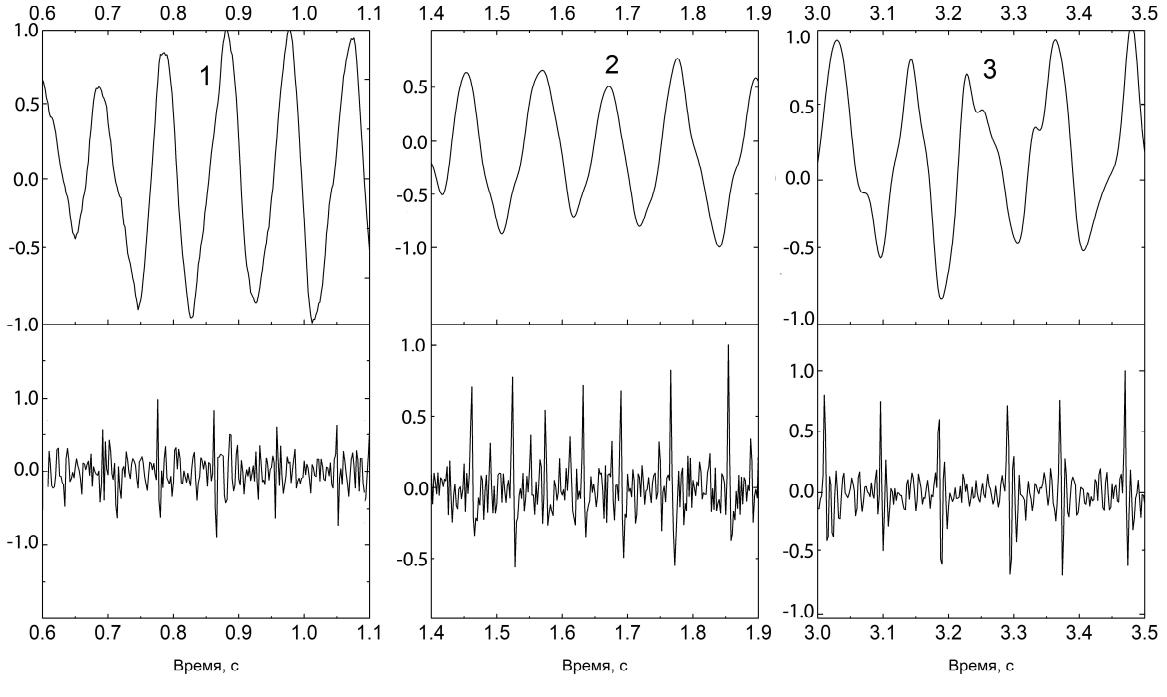


Рис. 3. Результат одновременной регистрации акустических сигналов с левого виска (нижние графики) вместе с сигналами альфа ритма (верхние графики), полученными от отведений P3 [15] 1-й и 2-й графики (левая сторона скальпа, над ухом, ближе к затылку) и F7 [15] 3-й график (левая сторона скальпа, над виском). Слева направо сигналы, полученные от первого, второго и третьего испытуемых.

Как видно, на верхних графиках наблюдаются квазипериодические сигналы, характерные по параметрам для сигналов ЭЭГ и имеющие вид сигналов альфа ритма [16, 17]. Сравнение частот повторения сигналов ЭЭГ на верхних графиках с частотами повторения сигналов акустической эмиссии, показывает, что они близки, однако, анализ показывает, что точной синхронизации, как правило, не наблюдается. На приведенных графиках рис. 3 сигналы ЭЭГ и акустической эмиссии для второго и третьего испытуемых заметно отличаются по периоду повторения, в то время как сигналы ЭЭГ и акустической эмиссии для первого испытуемого, как видно, почти синхронны. Отметим, что синхронность сигналов наблюдаемой акустической эмиссии с сигналами ЭЭГ наблюдалась в редких случаях, как правило, асинхронность сигналов была заметна на глаз, на интервалах уже около 1 сек.

Измерения акустической эмиссии от висков и звуковых сигналов вблизи рта испытуемых

Для проверки гипотезы реализации обнаруженных сигналов акустической эмиссии, как следствия прерывистого дыхания во время сна (храпа) была выполнена серия экспериментов. В этих экспериментах одновременно регистрировались акустическая эмиссия из области левого виска и акустический сигнал, регистрируемый микрофоном, расположенным в непосредственной близости ото рта испытуемого. Таким образом, микрофон надежно мог бы регистрировать сигналы храпа, если бы они были. Для измерений использовался микрофон типа MK102 фирмы RFT. Ниже на рис. 4 представлены сигналы, зарегистрированные во время этой серии экспериментов.

Как видно, во время реализации относительно больших сигналов акустической эмиссии, звуковых сигналов с похожими параметрами заметно не было. Отметим, что во время этих измерений чувствительность микрофонного тракта была близкой к максимальной, а звуки прерывистого дыхания во время сна – храпа, если бы они были, как правило, слышны хорошо.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, на основе использования разработанных приемников звука удалось обнаружить сигналы импульсного типа, возникающие в процессе релаксации испытуемых, про которые ранее не сообщалось в литературе. Эти сигналы наблюдались на всех испытуемых при мотивации их к засыпанию, при этом в других экспериментах, когда испытуемые должны были интенсивно думать (перемножать в уме числа), такие сигналы не наблюдались. Частота следования обнаруженных сигналов составляла от 7 до 15 Гц, причем могла достаточно быстро изменяться – от импульса к импульсу.

Сравнение сигналов, одновременно полученных на левом и правом висках, показало их приблизительное согласование на некоторых временных интервалах и отсутствие такового на других. Подобное же согласование оказалось и у акустического сигнала с одного из висков и сигнала ЭЭГ (альфа ритма) - на некоторых временных участках эксперимента наблюдается согласование этих сигналов, в то время как на других участках эксперимента согласование сигналов было менее выражено.

Одним из возможных механизмов реализации подобных сигналов могло бы быть прерывистое дыхание испытуемого (храп) во время сна, однако выполненная экспериментальная проверка не подтвердила этого предположения. Во время реализации из области виска относительно больших сигналов обнаруженной акустической эмиссии никаких звуковых сигналов, регистрируемых микрофоном из области рта испытуемого, замечено не было.

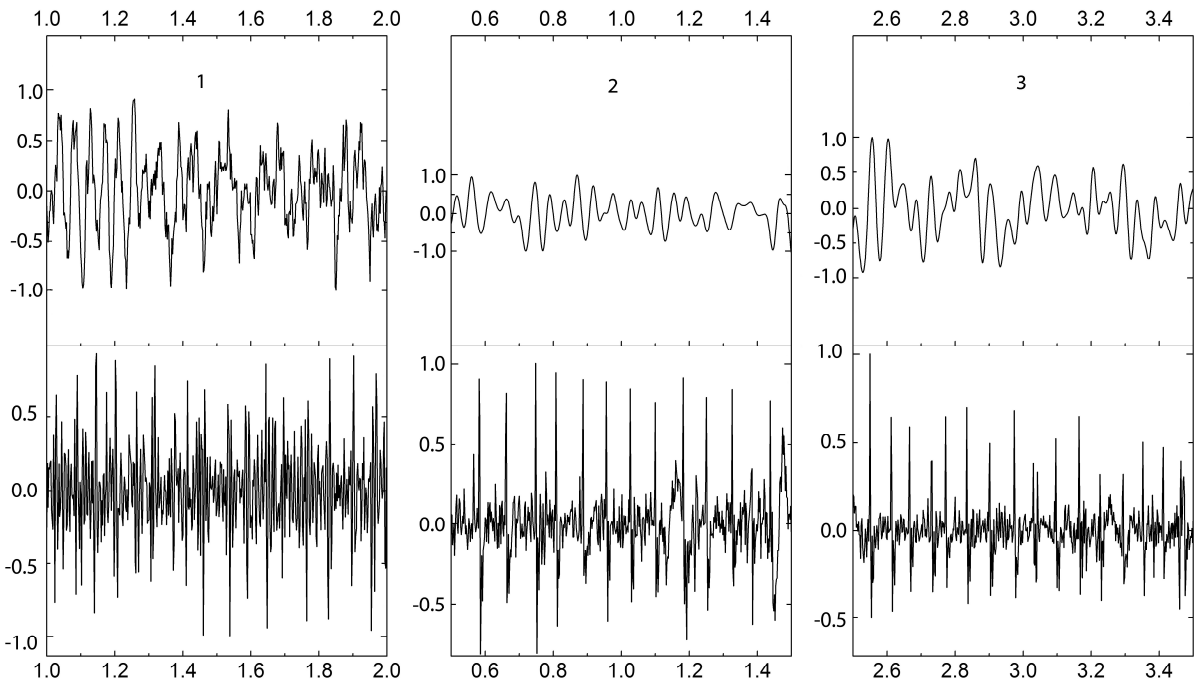


Рис. 4. Результат одновременной регистрации акустических сигналов с левого виска (нижние графики) вместе со звуковыми сигналами, полученными с помощью микрофона (верхние графики). Слева направо сигналы, полученные от первого, второго и третьего испытуемых.

Таким образом, в результате проделанных экспериментов обнаружена акустическая эмиссия в виде импульсных акустических сигналов, имеющая некоторые особенности, характерные для сигналов ЭЭГ - альфа ритма [16, 17], а именно:

- Обнаруженные акустические сигналы возникают подобно ЭЭГ сигналам альфа ритма в условиях релаксации испытуемых и не возникают в условиях умственной деятельности.
- Частоты повторения обнаруженных акустических сигналов находятся вблизи частот повторения наблюдаемых обычно ЭЭГ - сигналов альфа ритма.
- Степень согласования обнаруженных от разных отведений акустических сигналов является не полной, что, как известно, характерно и для сигналов ЭЭГ альфа ритма, получаемых от разных отведений.

Приведенные сходные свойства ЭЭГ - сигналов альфа ритма и обнаруженных акустических сигналов позволяют, по нашему мнению, назвать эти сигналы акустоэнцефалографическими (АЭГ) сигналами.

ВЫВОДЫ

1. При регистрации акустических сигналов с висков испытуемого в условиях релаксации испытуемого, когда обычно наблюдаются ЭЭГ сигналы альфа ритма, впервые обнаружены сигналы импульсного типа с длительностью около 4 миллисекунд и периодом повторения около 100 миллисекунд, близким к периодам повторения ЭЭГ сигналов альфа ритма. При этом качество регистрации обнаруженных сигналов может быть достаточно высоким – отношение сигнал/шум в некоторых случаях превышает значение 20.
2. Поскольку обнаруженные акустические сигналы обладают рядом свойств сигналов ЭЭГ альфа ритма, это указывает на возможную общность механизмов их реализации, что может способствовать выяснению механизма их возникновения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shervegar M.Vishwanath, Bhat Ganesh.V., Shetty Raghavendra M.K.* Phonocardiography – the future of cardiac Auscultation. // International Journal of Scientific & Engineering Research. – 2011. Vol. 2, – P. 1–12;
2. *Гринченко В.Т., Макаренков А.П., Рудницкий А.Г.* Использование активно-пассивного метода аускультации для диагностики пылевых бронхитов // Акустический журнал. 1996.Т. 42. – С. 773-776;
3. *Вовк И.В., Гринченко В.Т., Макаренков А.П.* Акустика дыхания и сердечной деятельности. // Акустический вестник. – 2011. Т. 14. № 1. – С. 3–19;

4. *Morton E. Tavel*, MD, Cardiac Auscultation A Glorious Past—and It Does Have a Future! Circulation-Journal of the American Heart Association. – 2006. V. 113. – P. 1255-1259;
5. *Zimmermann Henrik, Schmidt Samuel E., Hansen John, Hammershøi Dorte, Møller Henrik.* Acoustic Coupler for Acquisition of Coronary Artery Murmurs. // Computing in Cardiology. – 2011. V. 38. – P. 209-212;
6. *Naqvi K. Razi, Parigi Luca, Vellani Camer W.& Kumar Santosh*. Noninvasive method for determining blood pressure and contours of arterial and volume pulses. // J. Biomedical Science and Engineering. – 2008. V. 1. – P. 79-84;
7. *Kemp DT*. Stimulated acoustic emissions from within the human auditory system. // J. Acoust. Soc. Am. – 1978. V. 64. – P. 1386-1391;
8. *Ragauskas A., Daubaris G., Petkus V., Raišutis R., Chomskis R., Šliteris R., Deksnys V., Guzaitis J., Lengvinas G.* Non-invasive assessment of intracranial biomechanics of the human brain // ULTRAGARSAS (ULTRASOUND). – 2008. V.63. No.1. – P. 38-46;
9. *Rice Valerie J., Lindsay Gaylord, Overby Cory, Jeter Angela, Boykin Gary L., Alfred Petra E., DeVilbiss Carita, and Bateman Raymond*. Human Factors Feedback: Brain Acoustic Monitor. // Army Research Laboratory -TN-469. February 2012;
10. *Abella M., Formolo J., Penney D.G.* Comparison of the acoustic properties of six popular stethoscopes, // J. Acoust. Soc. Am. – 1992. Apr. 91(4 Pt 1). – P. 2224-8;
11. *Kumar B.H.* A fuzzy expert system design for analysis of body sounds and design of an unique electronic stethoscope (development of HILSA kit). // Biosens Bioelectron. – 2007 Jan 15. V. 22(6). – P. 1121-5;
12. *Артемьев А.М., Макаренков А.П., Макаренкова А.А*. Исследование эффективности электроакустических преобразователей электронных стетофонендоскопов // Акустический Вестник. – 2009. Т. 12. № 1. – С. 3 – 10;
13. *Гринченко Н.Т., Макаренкова А.А*. Специализированные пьезокерамические сенсоры для регистрации звуков жизнедеятельности человека. // Акустический Вестник. – 2010. Т. 13. № 1. – С. 11 – 16;
14. *Коренбаум В.И., Тагильцев А.А., Дьяченко А.И., Костив А.Е.* Сравнение характеристик акустических датчиков различных типов при регистрации дыхательных звуков на поверхности грудной клетки человека // Акустический журнал – 2013. Т. 59. – С. 530-538;
15. ru.psyphy.wikia.com/wiki/5. Регистрация_ЭЭГ._Система_10-20.
16. *Осовец С.М., Гинзбург Д.А., Гурфинкель В.С., Зенков Л.Р., Латаш Л.П., Малкин В.Б., Мельничук П.В., Пастернак Е.Б.* Электрическая активность мозга: механизмы и интерпретация // УФН. – 1983. Т. 141. № 1. – С. 103-150;
17. *Гриндель О.М., Сазонова О.Б., Жиров С.Б.* Исследование структуры альфа-ритма здорового человека в состоянии покоя методом ЭЭГ-картирования // Журн. высш. нервн. деят. 1992. Т. 42. № 3. С. 491-499.

назад к содержанию

КРИТИЧЕСКИЕ ПОЛОСЫ И АНАЛИЗ БИОЛОГИЧЕСКИ ВАЖНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗВУКОВ В СЛУХОВОЙ СИСТЕМЕ ДОМОВОЙ МЫШИ

Малинина Е.С., Егорова М.А., Акимов А.Г.

Институт эволюционной физиологии и биохимии им. И.М.Сеченова Российской академии наук, Санкт-Петербург

E-mail: ema6913@yandex.ru

Представления о спектральном анализе звуков в слуховой системе связаны с организацией слухового частотного анализатора, как набора внутренних перекрывающихся фильтров, или критических полос. Значение механизма критических полос для обработки звуковых сигналов было аргументировано на психофизическом уровне. Нами выполнена серия нейрофизиологических работ по оценке нейрональных коррелят критических полос в слуховом центре среднего мозга домовой мыши и обосновано их участие в анализе биоакустических сигналов и шкалировании акустического пространства. Полученные данные поддерживают предположение об универсальной роли механизма критических полос в распознавании и локализации звуков.

Ключевые слова: задний холм, нейроны, критические полосы слуха

Функциональная специализация слуховой системы позвоночных предполагает, что нейроны слуховых центров сохраняют спектральную избирательность в широком диапазоне интенсивностей звуков. Инвариантность нейронального кодирования может быть обоснована классической концепцией критических полос [1, 2]. Слуховые критические полосы первоначально были исследованы на психофизическом уровне и, как феномен восприятия, являются мерой способности слуховой системы к выделению частотных компонентов в сложных звуках. Происхождение критических полос связывают с частотно-избирательными свойствами базилярной мембраны внутреннего уха, обеспечивающими топический принцип организации частотных представительств на всех уровнях слуховой системы [3]. Было показано, что свойства критических полос кодируются в сети нейронов среднего мозга (центрального ядра задних холмов) мыши [4-7]. Ширина критических полос нейронов, измеренная методом узкополосной маскировки, в среднем составляла около 1/3 октавы. При этом было установлено, что основным нейрональным механизмом регуляции ширины критических полос является торможение, ответственное за формирование боковых тормозных зон в частотных рецептивных полях нейронов. Авторами было высказано предположение об универсальности механизма критических полос в обработке различных параметров акустических стимулов [7]. Настоящая работа выполнена с целью обоснования данного предположения на уровне нейронов заднего холма мыши и включала два раздела. Первый раздел связан с обоснованием участия механизма критических полос в анализе спектральных признаков локализации источника звука. Спектральные признаки локализации представляют собой результат преобразования широкополосных звуков туловищем, головой и наружным ухом [8, 9]. Этот результат выражается в падении энергии сигнала в определенном частотном диапазоне и обозначается как спектральная вырезка. Центральная частота вырезки проявляет связь с положением источника звука в пространстве. Спектральные признаки критичны для локализации источника звука по вертикали, улучшают его локализацию по азимуту, а также спереди и сзади от наблюдателя. Второй раздел связан с установлением роли механизма критических полос слуха в анализе биоакустических коммуникационных сигналов. В качестве биоакустического сигнала был использован крик дискомфорта мышат «wriggling call», обеспечивающий их голосовой контакт с матерью. Крик образован тремя основными равномощностными гармониками, сосредоточенными в области 5, 10, 15 кГц и попадающими в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши [10].

В работе производили внеклеточную регистрацию импульсной активности одиночных нейронов центрального ядра заднего холма среднего мозга домовых мышей (Mus musculus, самок гибридов F_1 линий CBA и C57BL/6) в возрасте 8 - 15 недель. Эксперименты выполнялись в условиях общей анестезии, поддерживаемой инъекциями смеси кетамина (кетавет, 35 мг/кг) и ксилазина (ромпун, 0.1 мг/кг) в соответствии с правилами, рекомендованными Физиологической секцией Российского национального комитета по биологической этике. Методика подготовки животного к эксперименту и регистрации импульсной активности нейронов подробно описана ранее [2, 11].

Генерация звуковых сигналов осуществлялась при помощи цифро-аналогового преобразования сигналов D/A конвертером платы TMS320C30, встроенной в PC (тактовая частота 200 кГц, разрешение по амплитуде 16 бит). После усиления (Амфитон 25У-002С) сигналы поступали на электродинамический звукоизлучатель (EAS-10TH400A). Неравномерность частотной характеристики излучателя составляла +/-5 дБ на частотах 3-80 кГц. Излучатель располагался контралатерально стороне регистрации импульсной активности на уровне головы животного на расстоянии 80 см под углом 45° относительно сагиттальной плоскости. Ось излучателя была соотнесена с наружным слуховым проходом уха.

Избирательность нейронов к спектральным признакам локализации исследовалась при помощи сигналов широкополосного шума (3-55 кГц) со спектральной вырезкой. Глубина вырезки была ниже основного уровня шума на 40 дБ, ширина вырезки составляла 1/2, 1/3, 1/6 и 1/12 октавы, крутизна срезов - 40 дБ на 1/24 октавы. Длительность сигналов составляла 200 мс, время нарастания и спада 5 мс, межстимульный интервал - 540 мс. Частотный диапазон смещения центральной частоты вырезки задавали в октавной шкале относительно характеристической частоты (ХЧ) нейрона, шаг смещения составлял 1/12 октавы. Использовали две серии сигналов – со смещением центральной частоты вырезки от низких частот к высоким и, наоборот, от высоких частот к низким. Каждую из серий предъявляли по 5 раз. Стимуляцию нейронов сериями шумов с вырезкой проводили при уровнях сигналов 10 - 20 дБ над порогом реакции нейрона на широкополосный шум. Импульсную активность нейронов оцифровывали при помощи интерфейса CED1401plus и записывали на PC (программа Spike2). Количество спайков в ответе нейрона на шум с определенной центральной частотой вырезки суммировали по 10 ответам. Для определения положения вырезки в шуме относительно тормозных и возбудительных частотных рецептивных полей нейронов производили их автоматическое "on-line" картирование одиночными тонами и двухтоновыми комплексами (программа TMS97, разработана Dr. Schulze-Krüger (Германия) на базе системной платы TMS320C30). Сигналы предъявляли псевдорандомизированно с шагом по интенсивности 5 дБ и шагом по частоте 1/45 от заданного частотного диапазона, который задавали в октавной шкале относительно ХЧ нейрона. В двухтоновой парадигме один тон соответствовал ХЧ нейрона уровнем 10 дБ над порогом ответа, другой изменялся по частоте и интенсивности. Длительность сигналов составляла 100 мс, время нарастания и спада - 5 мс, межимпульсный интервал - 800 мс. При предъявлении одиночных тонов производилось построение областей возбудительного ответа нейрона в координатах частота – интенсивность стимула, при двухтоновой стимуляции - возбудительных и тормозных областей двухтонового взаимодействия.

Для установления роли механизма критических полос в спектральном анализе сложных коммуникационных сигналов применялась оцифрованная запись естественного крика дискомфорта мышат «wriggling call», его отдельные частотные компоненты и модели крика (всего 19 сигналов). Частотные компоненты представляли собой три основные гармоники крика (5, 10, 15 кГц) и предъявлялись либо отдельно, либо попарно. Модельные сигналы были образованы тремя равными по мощности тональными составляющими. Две из них соответствовали первой и третьей основным гармоникам крика (5 и 15 кГц соответственно), а частота центральной составляющей изменялась от первой гармоники до третьей с шагом 0.157 октавы. Таким образом, спектральные максимумы модели попадали либо в две, либо в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши. Длительность всех сигналов соответствовала длительности естественного крика и составляла 70 мс, включая время нарастания и спада по 5 мс. Запись ответов нейронов в PC выполняли способом, описанным выше.

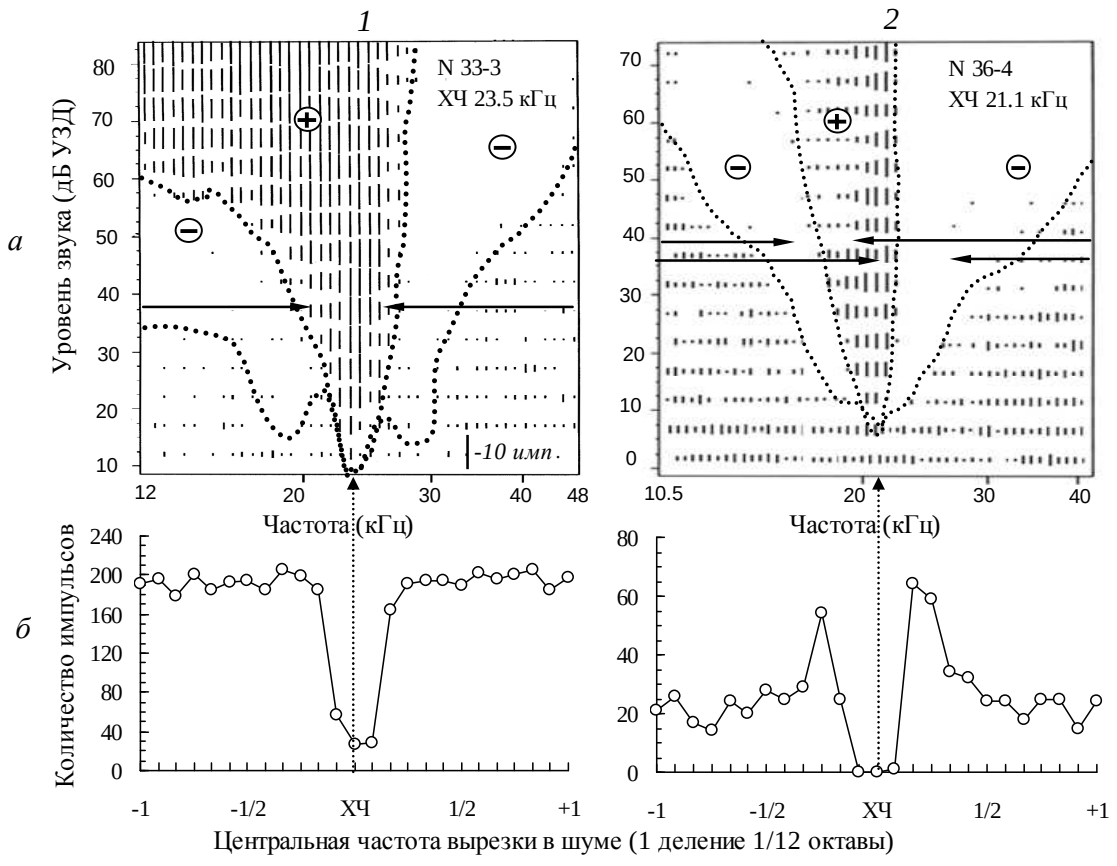


Рис. 1. Особенности реагирования нейронов заднего холма на шум со спектральной вырезкой. 1а и 2а – частотные рецептивные поля двух нейронов. На диаграммах указаны номер нейрона и его характеристическая частота (ХЧ). Высота вертикальной черты соответствует числу импульсов в ответе (калибровка на 1а). (+) - области возбуждения, (-) - области торможения. Горизонтальные стрелки на 1а - параметры вырезки, вызывающей наибольшее снижение импульсации, на 2а - параметры вырезок, вызывающих наибольшее увеличение импульсации. 1б и 2б – зависимости количества импульсов в ответе нейрона от центральной частоты вырезки. ХЧ – центральная частота вырезки, соответствующая ХЧ нейрона.

В первой части работы анализ чувствительности к шуму со спектральной вырезкой выполнен для 119 нейронов заднего холма с ХЧ в диапазоне 5.2 – 40.1 кГц (38 мышей). Сопоставление величины ответов нейронов на шум с вырезкой с распределением возбудительных и тормозных входов их частотных рецептивных полей представлено на рис. 1. Все нейроны заднего холма реагировали снижением числа импульсов в ответе на шум с вырезкой, близкой к их ХЧ (рис. *1б; 2б*), при этом часть нейронов повышала число импульсов в ответе, если вырезка в шуме захватывала не только частотную возбудительную область, но и часть тормозной зоны (рис. *2б*)

Очевидно, что наблюдаемые реакции связаны со снижением спектральной плотности энергии стимула в возбуждающей области ответа нейрона и со снижением энергии стимула в области торможения, вызывающим «растормаживание» возбуждающих частотных входов. Выраженность реакций нейронов на шум с вырезкой и их распределение относительно ХЧ нейронов зависели от ширины вырезки. Для того чтобы оценить «средний» частотный диапазон наибольшей чувствительности нейронов к шумам с вырезкой, мы выполнили суммирование зависимостей их ответов от центральной частоты вырезки (Рис. *2а-г*). Такое суммирование правомерно, поскольку ширина спектральной вырезки и шаг смещения ее центральной частоты связаны с ХЧ нейронов октавными отношениями. Диапазон частот, в котором величина ответов нейронов снижалась от максимальной к минимальной, уменьшался по мере уменьшения ширины вырезки, но оставался в пределах 1/3 октавы (Рис. 2*в*, *г*). Эта величина соответствует полученной в предыдущих исследованиях ширине критической полосы [4-7].

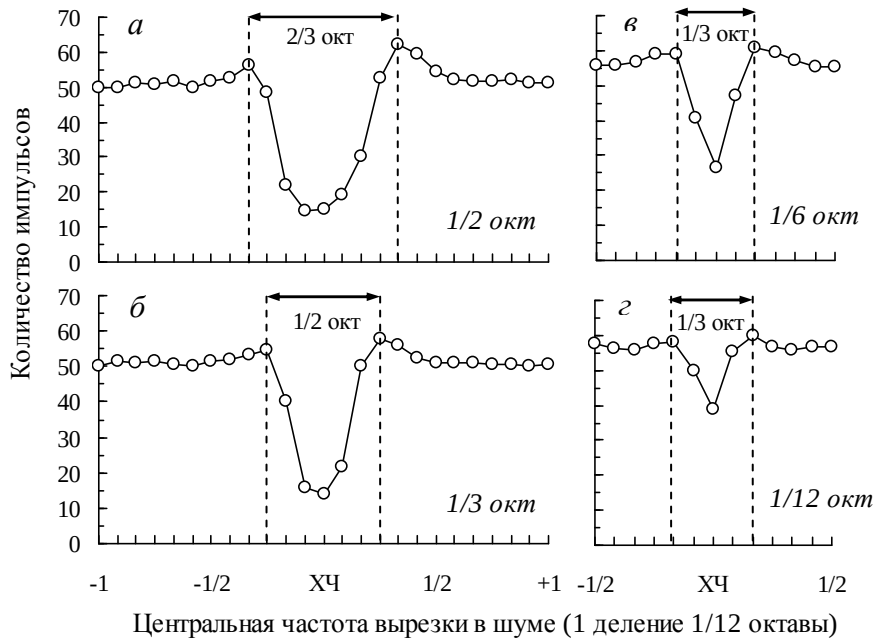


Рис. 2. Суммарная оценка величины ответов 119 нейронов заднего холма на шум с вырезкой разной ширины. На а – г - суммарные зависимости количества импульсов от центральной частоты вырезки. Ширина вырезки указана курсивом в правом нижнем углу графиков. Вертикальные пунктирные линии и стрелки отмечают частотный диапазон снижения импульсации.

Популяционная оценка чувствительности нейронов к шумам со спектральной вырезкой выполнена на основе коэффициента модуляции величины ответов (КМ). КМ определялся как разница между максимальным и минимальным количеством импульсов в ответе, нормированная на максимальное значение. Рост значений КМ соответствует увеличению избирательности нейронов к спектральным вырезкам в шуме. Сравнение распределений коэффициентов модуляции ответов нейронов при тестировании их шумами с вырезками разной ширины подтверждает, что диапазон, наиболее значимый для анализа спектральных изменений, близок к 1/3 октавы (Рис. 3 *а-г*). Значения КМ увеличивались при ширине вырезки 1/3 октавы по сравнению с более узкими вырезками шириной 1/6 и 1/12 октавы ($p<0.001$ в обоих случаях, критерий Манна-Уитни), но не изменялись по сравнению с более широкой вырезкой в 1/2 октавы (Рис. 3*в-г*).

Соответствие диапазона частот, оптимального для анализа параметров спектральных вырезок, значимых для локализации звуков, и ширины нейрональных критических полос, обосновывает участие механизма критических полос в шкалировании акустического пространства. При этом могут быть использованы основные функции критических полос – частотная фильтрация акустической информации и интеграция звуковой энергии в частотных доменах. Увеличение избирательности нейронов к спектральным вырезкам в шуме (и усиление пространственной избирательности) может происходить за счет тормозных частотных входов, увеличивающих контраст между областью низкого и высокого давления звука.

Во второй части работы при изучении особенностей нейрональной обработки биоакустического сигнала в слуховом центре среднего мозга анализ импульсной активности выполнен у 27 мышей для 109 нейронов, чувствительных к полосе частот 3 - 30 кГц. Критерием отбора нейронов для регистрации служило наличие у них возбудительного импульсного ответа на естественный крик дискомфорта мышат «wriggling call». Характеристические частоты исследованных нейронов располагались в диапазоне 4.8 – 23 кГц.

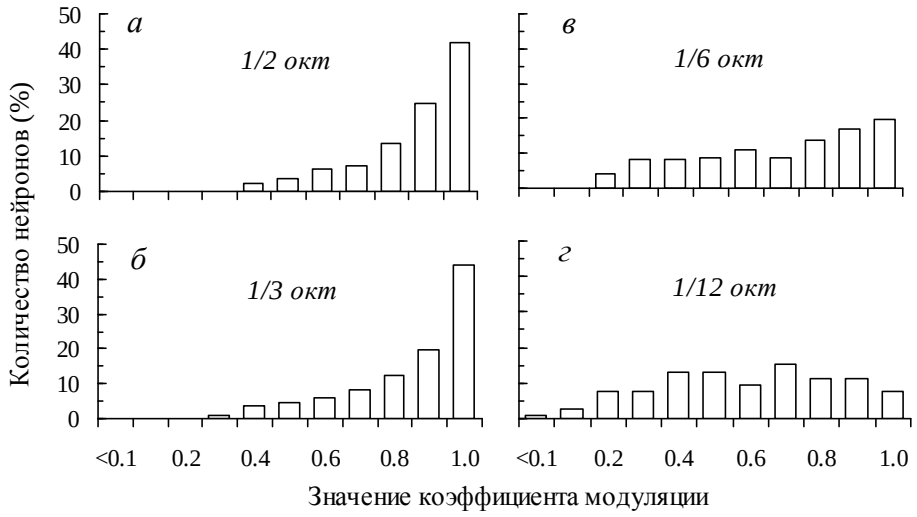


Рис. 3. Распределения коэффициентов модуляции ответов нейронов заднего холма (n=119) на шумы со спектральной вырезкой разной ширины. Ширина вырезки указана курсивом.

Популяционную оценку избирательности ответов нейронов центрального ядра на естественный крик и его модели производили на основе анализа величины ответа нейрона, т.е. по числу импульсов в ответе на предъявляемые сигналы. С этой целью для каждого нейрона рассчитывали индекс избирательности его ответа на каждый тип сигнала по формуле:

$d = (n_0 – n)/ (n_0 + n)$,

где n_0 – количество импульсов в ответе нейрона на естественный «wriggling call» за 19 предъявлений сигнала; n – количество импульсов в ответе нейрона на модельный сигнал либо компоненты «wriggling call» за 19 предъявлений сигнала [12, 13]. Очевидно, что значения индекса могут изменяться в пределах -1 - +1. Если d <0, ответ нейрона на модельный сигнал больше, чем на естественный крик, когда d = 1, нейрон не отвечает на модельный сигнал, а при d = 0 ответы на крик и синтетический сигнал одинаковы.

На рис. 4 приведены значения средних величин индексов избирательности ответов всех исследованных нейронов на «wriggling call», его модели и частотные компоненты. Статистическая оценка полученных распределений показала, что индексы избирательности ответов нейронов на одиночные тональные сигналы (частотой 5, 10 и 15 кГц) были достоверно выше,чем для многокомпонентных сигналов (для разных сигналов уровень достоверности варьировал от p<0.0001 до p<0.05; тест Манна-Уитни). Это означает, что, двухтоновые и

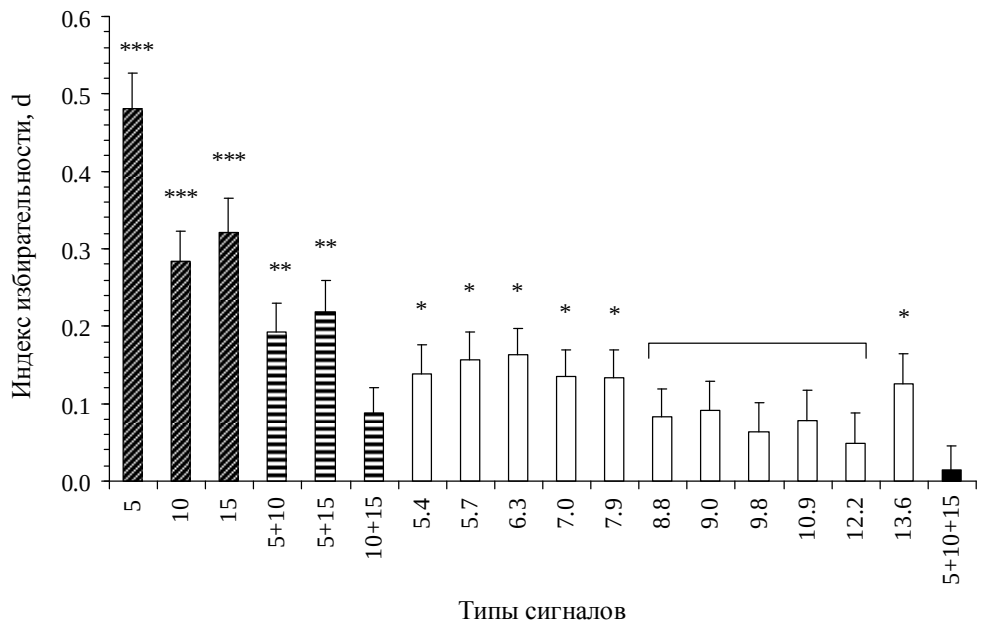


*Рис. 4. Средние значения индексов избирательности ответов 109 нейронов на одиночные тональные сигналы (диагональная штриховка), комбинации из двух тонов (горизонтальная штриховка), гармоническую модель (темный столбец) и негармонические модели (незаштрихованные столбцы) «wriggling call». Для каждого из значений приведена ошибка среднего. По оси абсцисс указаны частоты сигналов, а для моделей – частота центральной (второй) гармоники (в кГц). Звездочками обозначены сигналы, индексы избирательности для которых достоверно больше индексов естественного крика: * - p< 0.04; ** - p<0.01; *** - p< 0.0001, тест Манна-Уитни. Скобкой выделены модели, частотные составляющие которых попадают в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши.*

трехтоновые сигналы, частотные компоненты которых попадали в две или в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши, вызывали больший ответ популяции нейронов центрального ядра, чем одиночные тоны.

Полученные данные показали различную эффективность трехкомпонентных сигналов в зависимости от значений их центральной частоты. Естественный крик дискомфорта и те его модели, частотные составляющие которых, также как в самом крике, попадали в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши, т.е. их центральные частоты занимали диапазон 8.8 – 12.2 кГц [5, 7], вызывали больший ответ нейронов по сравнению с остальными трехкомпонентными моделями, частотные составляющие которых были локализованы в двух неперекрывающихся критических полосах ($p<0.01$, тест Манна-Уитни). Модели с частотными компонентами, расположенными в трех критических полосах, имели также преимущество по величине ответа по сравнению с двухтоновыми комбинациями первой – второй и первой - третьей гармоник крика, составляющие которых попадали в две неперекрывающиеся критические полосы. Исключение составила комбинация второй и третьей формант крика (10 и 15 кГц), индексы избирательности ответов которых достоверно не отличались от индекса избирательности ответа на естественный крик ($p>0.05$, тест Манна-Уитни). Индексы избирательности ответов на модели крика дискомфорта, частотные составляющие которых попадали в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши, не отличались от индексов избирательности ответов на естественный крик и его гармоническую модель ($p>0.05$, тест Манна-Уитни).

Анализ полученных результатов показал, что эффективность двух- и трехкомпонентных моделей крика дискомфорта, оцененная по величине суммарного ответа всей популяции нейронов, превышала эффективность однотоновых стимулов, частота которых соответствовала гармоникам естественного крика. Трехкомпонентные модели «wriggling call», частотные составляющие которых, также как в естественном крике, попадали в три неперекрывающиеся критические полосы слуха мыши, имели преимущество по величине ответов по сравнению с сигналами, компоненты которых были расположены в двух неперекрывающихся полосах или в одной полосе. Очевидно, что механизм критических полос является одним из механизмов спектральной обработки многокомпонентных коммуникационных сигналов на уровне популяции нейронов центрального ядра заднего холма. Таким образом, полученные данные поддерживают предположение об универсальной роли механизма критических полос в распознавании и локализации звуков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-04-00969).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fletcher H. Auditory patterns // Rev. Modern Phys. − 1940. − Vol.12. − P. 47−65.
11. Фельдкеллер Р., Цвикер Э. Ухо как приемник информации. М.: Связь, 1965.− 104 с.
12. Greenwood D.D. Critical bandwidth and the frequency coordinates of the basilar membrane // J. Acoust. Soc. Amer. − 1961. Vol. 33. − P. 1344−1356.
13. Вартанян И.А. Проявление основных свойств критических полос в нейрональной активности задних холмов мыши / Вартанян И.А., Егорова М.А., Эрет Г. // ДАН. - 1999. − Т. 368, №2. − С. 437−439.
14. Егорова М.А. Нейрофизиологические предпосылки слуховых критических полос на уровне среднего мозга / Егорова М.А., Вартанян И.А., Эрет Г. // Сенсорные системы. − 2002. − Т. 16. − С. 3−12.
15. M. Egorova. Frequency response areas of mouse inferior colliculus neurons II. Critical bands / M. Egorova, I. Vartanian, G. Ehret // Neuroreport. − 2006. − Vol.17, № 17. − P. 1783−1786.
16. Egorova, M. Tonotopy and inhibition in the midbrain inferior colliculus shape spectral resolution of sounds in critical bands / Egorova, M., Ehret, G. // European Journal of Neuroscience. − 2008. − Vol. 28. − P. 675−692.
17. Musicant A.D. Direction-dependent spectral properties of cat external ear: New data and cross-species comparisons / Musicant A.D., Chan J.C.K., Hild J.E. Direction-dependent spectral properties of cat external ear: New data and cross-spec // J. Acoust. Soc. Amer. −1990. − V. 87. − P. 757−781.
18. Middlebrooks J.C. Sound localization by human listeners / Middlebrooks J.C., Green D.M. // Ann. Rev. Psychol. − 1991. − Vol. 42. − P. 135−159.
19. Ehret G. Preadaptations in the auditory system of mammals for phoneme perception // The Auditory Processing of Speech. From Sounds to Words. Berlin: de Gruyter, 1992. − P. 99−112.
20. Малинина Е.С. Рецептивные поля и обработка сигналов со спектральной вырезкой слуховыми нейронами среднего мозга мыши // Сенсорные системы. − 2002. − Т.16, № 1. − С. 13−22.
21. Holmstrom L.A. Efficient encoding of vocalizations in the auditory midbrain / Holmstrom L.A., Euwes L.B.M., Roberts P.D., Portfors C.V. // J.Neuroscience. − 2010. − Vol. 30. − P. 802-819.
22. Wang X. Differential representation of species-specific primate vocalizations in the auditory cortices of marmoset and cat/ Wang X., Kadia S.C. // J. Neurophysiol. − 2001. − Vol.86. − P. 2616−2620.

назад к содержанию

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭФФЕКТОВОБЛЕГЧЕНИЯ СЛУХОВОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ КОРОТКИХ ЗВУКОВ В ШУМЕ

Римская-Корсакова Л.К.

ОАО Акустический институт имени академика Н. Н. Андреева, Москва

E-mail: lkrk@mail.ru

Аннотация.Эффектыслухового облегчения распознавания изменений интенсивности высокочастотных звуков (импульсов) в шуме обнаружены довольно давно, однако причины эффектов пока не установлены. В частности, известно, что если импульс средней интенсивности предъявляютв тишине, то распознавание изменений интенсивности ухудшается. Распознавание импульсов улучшаетего сложениес шумом. Призадержке импульса относительно конца шума в 50-60 мсувеличение уровня последнего вызывает чередование эффектов облегчения и ухудшения распознавания изменений интенсивности импульсов. Причины ухудшения и облегчения распознавания изменений интенсивности импульсов мы искали в ходе моделирования особенностей периферического кодированияимпульсов и звуковых комплексов «маскер-импульс».Кодированием мы называлипреобразование синаптического потенциала в последовательность потенциалов действия, сгенерированных ансамблем волокон слухового нерва. Как оказалось, варьирование уровнеймаскероввлияло насвойствакодирования и импульсов, и звуковых комплексов. Изменения свойств кодированиямоглилежать в основеуказанных слуховых эффектов.*Ключевые слова:* импульсные звуки, кодирование, распознавание, моделирование, периферия

ВЕДЕНИЕ

Эффекты слухового облегчения распознавания изменений интенсивности высокочастотных звуков (импульсов) в шуме обнаружены довольно давно[1-5] , однако причины эффектов пока не установлены. В частности, известно, что если импульс средней интенсивности предъявляют в тишине, то распознавание изменений интенсивности ухудшается. Распознавание импульсов улучшает (облегчает) его сложение с шумом. При задержке импульса относительно конца продолжительного шума в 50-60 мс увеличение уровня последнего вызывает чередование эффектов облегчения и ухудшения распознавания изменений интенсивности импульсов [6].

Сцелью определения причин ухудшения и облегчения распознавания изменений интенсивности импульсов, предъявляемых после продолжительных шумовых маскеров, в модельном эксперименте мы анализировали особенности периферического кодированиявысокочастотных импульсов и звуковых комплексов «маскер-импульс»ансамблем волокон слухового нерва (ВСН). Кодированием мы называли преобразование синаптического потенциала в последовательность потенциалов действия (спайков), сгенерированных ансамблем.

МОДЕЛЬ ВОЛОКНА СЛУХОВОГО НЕРВА

Для формирования реакций ансамбля волокон слухового нерва (ВСН) мы использовали разработанную ранее имитационную модель одиночного волокна [7-9]. Модель имела несколько последовательных блоков преобразований входного сигнала: блок полосовой фильтрации, блок компрессии и детектирования сигнала, блок формирования синаптического потенциала и низкочастотной фильтрации шума, блок преобразования синаптического потенциала в последовательность потенциалов действия (спайков).

Ансамбль ВСНможеткодировать интенсивность и временной профиль импульсов двумя способами. Стохастический способ предполагает, что в ответ на импульс каждое из волокон генерирует не более одного спайка. При таком кодировании интенсивность импульса и ее изменения пропорциональны числу и изменениям числа возбужденных волокон ансамбля при условии, что интенсивность импульса находиться вблизи порогов реакции волокон. Поскольку рефрактерные свойства волокон не влияют на реакцию волокон, и эта реакция воспроизводит временной профиль импульса. Число волокон в ансамбле ограниченно. Поэтому при некотором увеличении интенсивности импульса выше порогового, хотя способ кодирования импульсов в реакции ансамбляостается стохастическим, число волокон, возбужденных в более поздние положительные фазы импульсов,уменьшается, т.е. кодирование временного профиля импульса искажается.При еще большем увеличении интенсивности импульсов волокна могут генерировать повторяющиеся спайки.Стохастический способ кодирования импульсов дополняет детерминированный.Ансамбль кодирует интенсивность импульсови ее изменения не числом волокон, а числом сгенерированных спайков. На реакциюволокон влияют рефрактерные свойства, поэтому реакция ансамбля искажает временной профиль импульса.

Эффекты ухудшения и облегчения слухового распознавания изменений интенсивности были найдены для импульсов средних интенсивностей, соответствующих области нелинейности смещений базилярной мембраны (БМ)[10]. Также как и авторы работы [11] мы предположили, что кодирование импульсов средних интенсивностей в большей степени обеспечивает ансамбль волокон с низкой спонтанной активностью (СА), а волокна с высокой СА, по-видимому, находятся в состоянии насыщения и слабо реагируют на изменения параметров звуков. Поэтому ансамбль содержал 100 моделей волокон с низкой СА (< 1 спайк/сек). Чтобы оценить изменения реакций ансамбля при переходе от стохастического к детерминированному способу кодирования, мы задавали уровни маскеров и импульсов в пределах динамического диапазона модели волокна с низкой СА. Центральные частоты импульсов и шумовых маскеров составляли 4 кГц, они соответствовали характеристическим частотам моделей волокон. Временной шаг вычислений был равен 1 мкс. Импульс представлял собой отрезок синусоиды длительностью 2 мс.

Для оценки свойств кодирования импульсов и звуковых комплексов мы использовали постстимульные гистограммы (PSTH), гистограммы распределения межспайковых интервалов (HISI), гистограммы вероятности после разряда (PH) (автокорреляционные функции). Мы получали их путем суммирования реакций ста волокон на однократное предъявление комплекса[8]. Для определения условий, в которых ансамбль воспроизводит временной профиль импульсов, мы использовали PSTH+, она отличалась от PSTHмасштабом представления данных. Для определения условий, в которых ансамбль кодирует изменения интенсивности импульса, мы использовали нормированное число

$$dINT = \frac{Na - Np}{Na} = \left(1 - \frac{Np}{Na}\right) \quad (1)$$

где Na – число волокон ансамбля, Np – число сгенерированных волокнами спайков. Периферическим аналогом интенсивности при стохастическом кодировании является число возбужденных волокон. Оно равно числу возбужденных волоконNp, но $Np<Na$. Аналогом интенсивности при детерминированном кодировании является число сгенерированныхспайковNp, но $Np>Na$. Число $dINT$определяет готовность ансамбля к кодированию изменений интенсивности импульса:Если $dINT=1$, то ни одно волокно не среагировало на импульс. Если $0<dINT<1$, то импульс закодирован стохастическим способом, в реакции ансамбля есть $dINT$ невозбужденных волокон, годных для кодирования изменений интенсивности. Если $dINT=0$, то все волокна ансамбля вовлечены в реакцию на импульс, нет ни одного невозбужденного волокна, способного кодировать изменения интенсивности.Если $dINT<0$, то импульс закодирован стохастическим и детерминированным способами, в реакциях волокон появились повторяющиеся спайки, знак минус указывает на изменение способа кодирования импульсов, а абсолютное значение $dINT$ соответствует нормированному числу повторяющихся спайков.

В ходе моделирования мы вычисляли PSTH, PSTH+, HISI, PH, величину dINT, и искали условия, в которых ансамбль ВСНвоспроизводит временнойпрофиль импульсов и комплексов, кодирует изменения интенсивности импульсов или подчеркивает его присутствие в составе комплекса.

Интенсивность импульсов мы оценивали по их пиковой амплитуде A, выраженной в дБ, относительно амплитуды A0, полученной на пороге обнаружения импульса в реакции ансамбля.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

*Эксперимент 1: кодирование импульсов, предъявляемых в тишине.*Реакции ансамбля моделей ВСН, вызванные импульсами с разными амплитудами A, показаны на рис.1. Временные профили PSTH и PSTH+, HISI, PH зависят от A (рис.2,А). ПриA=6 дБ PSTH и PSTH+ воспроизводят временной профиль импульсов, а HISI и PH не содержат спайковых реакций, поскольку каждое из волокон ансамбля генерирует не более раза. ПриA=9 дБ ансамбль волокон по-прежнему кодирует импульс стохастическим способом, но профили PSTH и PSTH+ имеют on- ответ. Его появлению способствовало перераспределение возбуждения в реакции ансамбля.HISI и PHпока еще не содержат спайков. При A=11 дБ в профиле PSTH+ появляется on- ответ, а на гистограммах HISI и PH возникает вызванный импульсом узкий пик с шириной соизмеримый с длительностью импульса. Эти изменения вызваны изменением способа кодирования импульсов –в этом случае ансамбль волокон кодирует импульс двумя (стохастическим и детерминированным) способами.

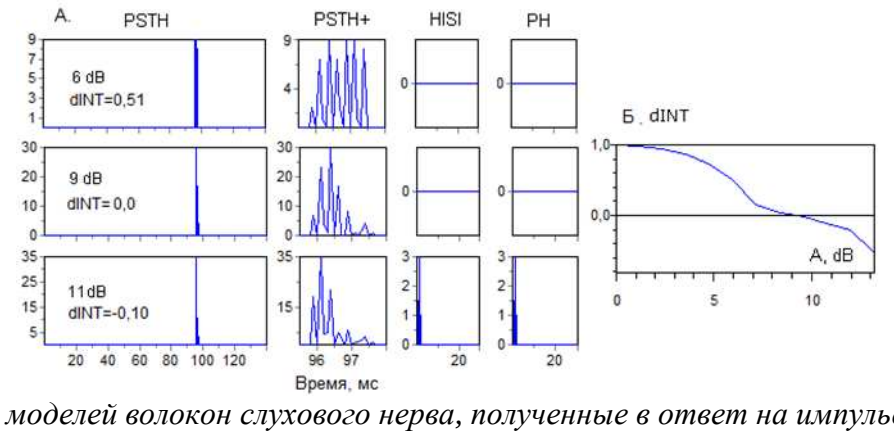


Рис.1. Реакции ансамбля моделей волокон слухового нерва, полученные в ответ на импульсы разных уровней. На А: гистограммы PSTH и PSTH+, HISI, PH. Как параметры - пиковое значение амплитуды импульса A в дБ, нормированноечисло dINT. По оси абсцисс - время в мс, по оси ординат - число сгенерированных спайков, в ответ на одиночное предъявление импульса. На Б: зависимость dINT от A в дБ

ЗависимостьdINT от Аоценивает число волокон или число сгенерированных ими спайков, способных кодировать изменения интенсивности импульсов. В середине динамического диапазона волокна (приA=9 дБ) dINT=0, т.е. все волокна вовлечены в реакцию, и ансамбль не способен кодировать изменения интенсивности импульсов. Число dINT не равно нулю при низких (A<9 дБ) или высоких (A>9 дБ) амплитудах. При таких амплитудах ансамбль кодирует изменения интенсивности либо числом возбужденных волокон, либо числом сгенерированных спайков. При самых низких (пороговых) амплитудах, A<6 дБ, ансамбль кодирует без искажений не только изменения интенсивности (0<dINT<1), но и временной профиль импульсов.

Таким образом, ансамбль волокон способен кодировать импульсы двумя способами. При действии импульсов низкой интенсивности число возбужденных волокон ансамбля не велико, импульсы закодированы стохастическим способом с минимальными искажениями, и есть достаточное число не возбужденных волокон для кодирования изменений интенсивности. Если импульсы имеют среднюю интенсивность, то все волокна ансамбля возбуждены, и нет невозбужденных волокон для кодирования изменений интенсивности, а кодирование изменений интенсивности импульсов числом возбужденных ухудшается. Еще большее увеличение интенсивности импульсов заставляет волокна ансамбля сгенерировать более одного спайка (детерминированный способ кодирования). В таком случае интенсивность кодируется не числом возбужденных волокон, а числом сгенерированных волокнами спайков, поэтому кодирование изменений интенсивности улучшается.

Сопоставим результаты Эксперимента 1с результатами известных слуховых экспериментов. Слуховое распознавание изменений интенсивностиимпульсов средних интенсивностей ухудшается [1,2]. Поскольку импульсы не вызывают адаптации, постольку особенности периферического кодирования импульсов могут быть обнаружены в результатах слухового распознавания. Как показали полученные данные, периферическое кодирование изменений интенсивности импульсов ухудшается в середине динамического диапазона ансамбля при смене способа кодирования импульсов. Другими словами причины ухудшения слухового распознавания могут быть связаны с особенностями кодирования импульсов ансамблем волокон.

Эксперимент 2: кодирование импульсов, предъявляемых одновременно с шумом.Реакции ансамбля моделей волокон, полученные при одновременном предъявлении импульса и шума, представлены на рис.3. Импульс задержан относительно начала шума на 80 мс. Пиковая амплитуда импульса А равна 8 дБ, она соответствует средней части динамической характеристики волокна, при которой dINT=0 (рис.2). Мы оценивали реакции ансамбля, вызванные импульсом и звуковым комплексом «маскер-импульс» при варьировании уровня шума N.

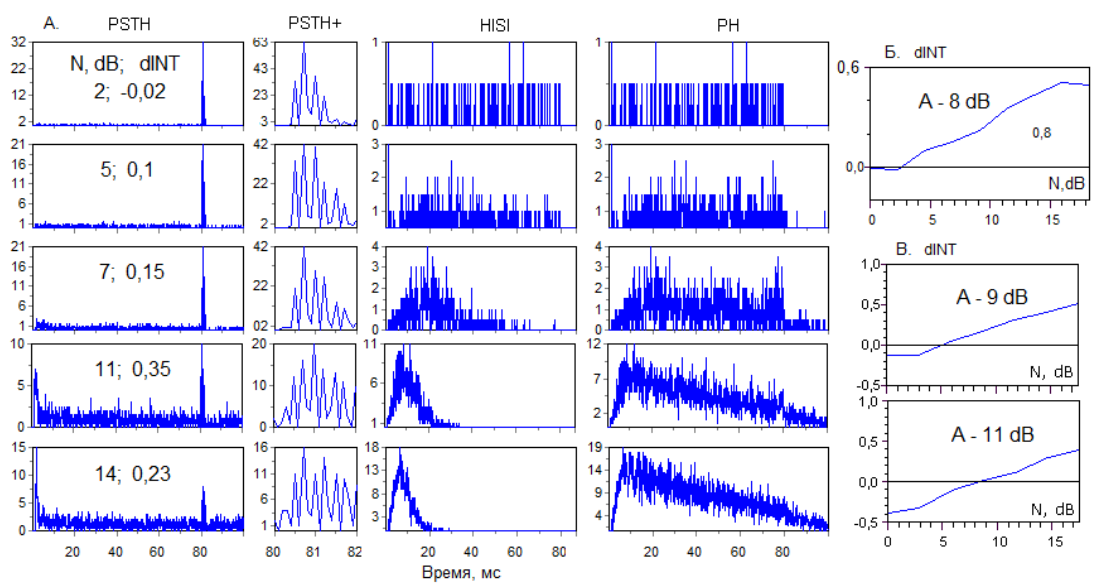


Рис.2 Реакции ансамбля моделей волокон слухового нерва, полученные в ответ на импульс, смешанный с шумом разных уровней N в дБ. На А: гистограммы PSTH и PSTH+), HISI, PH; на Б и В: - зависимости нормированного числа dINT от уровня шумового маскера N. Как параметры на А - уровень шумового маскера N в дБ и число dINT; на Б и В - уровень шумового маскера N в дБ. Остальные объяснения – см. рис.2.

Увеличение N привело к уменьшению и деформации реакции ансамбля, вызванной импульсом (PSTH+ на рис.2.А). Чем больше был уровень шума, тем больше была адаптация ВСН, тем меньше было число волокон, которые реагировали на импульс, тем меньше был on- ответ, но лучше реакция ансамбля воспроизводила временной профиль импульса.Свойства кодирования комплексов мы оценивали по HISI, PH и PSTH. При низких уровнях шума (N=2-5 дБ) временной профиль гистограммы HISI обнаруживал вызванный импульсом высокий и узкий пик при малых t и вызванный шумом сглаженный горб. Наличие пика указывало на то, что ансамбль кодировал импульс стохастическим и детерминированным способами, т.е. так же, как если бы импульс предъявляли в тишине (рис. 2,А, А=11 дБ). При N=7-14 дБ профиль гистограммы HISI содержал вызванный шумом горб и не имел следов от импульса, поскольку ансамбль кодировал импульс стохастическим способом. Высокая точка горба соответствовала интервалу, который был обратно пропорционален средней частоте импульсации ансамбля, возникшей в ответ на действие шума. С ростом N, этот интервал становился меньше, поскольку повышалась средняя частота импульсации волокон, и HISI становилась более узкой.Гистограмма PH также обнаруживала особенности, связанные с кодированием звуковых комплексов. Если N=2-5 дБ, то PH, также как и HISI, обнаруживала вызванный импульсом высокий и узкий пик при малых t. Если N=5-11 дБ, то вместо пика появилась неоднородность на интервале t, равном задержке импульса относительно начала шума.

ГрафикзависимостидINT от N (рис.2,Б), оценивал готовность ансамбля к кодированию изменений интенсивности импульса заданного уровня. При самых низких уровнях шума (N=0-3 дБ) dINT была равна нулю,

т.е. в ансамбле все волокна возбуждены, и нет волокон для кодирования изменений интенсивности. При увеличении N выше 3 дБ числа невозбужденные волокон (dINT) возрастало. При самых высоких уровнях (N>10дБ) ансамбль воспроизводил изменения интенсивности (0<dINT<1) и временной профиль импульсов. Чем больше амплитуда А (рис.2,Б и В), тем при большем N число dINT равно нулю, ансамбль воспроизводит изменения интенсивности (0<dINT<1) и временной профиль импульсов.

Сопоставим результаты Эксперимента 2с результатами известных слуховых экспериментов(рис.1 и 2). В тишине периферическое кодирование (и слуховое распознавание) импульсов средних уровней, ухудшаетсяпри измененииспособа кодирования импульсов (Эксперимент 1). При сложении импульса и шума вызванная шумом адаптацияспособствует восстановлению стохастического способа кодирования, уменьшению числа возбужденных импульсомволокон, но повышению числа волокон, годных для кодирования изменения интенсивности импульса(Эксперимент 2). Последнее число тем больше, чем больше уровень шума. Эти процессы должны приводить к облегчениюслухового распознавания. Максимальное слуховое облегчение нужно искать вблизи порога маскировки импульса.Чем больше интенсивность импульса (внутри среднего диапазона), тем больше уровень шума, при котором наблюдается максимальное облегчение.Эти выводы подтверждают данные работы [12].

Эксперимент 3: кодирование импульсов, предъявляемых после шума. Этот эксперимент позволяет найти связь между уровнем маскера и свойствами периферического кодирования звукового комплекса «длительный маскер - импульс». Комплекс состоял из отрезка шума длительностью 60 мс и импульса длительностью 2 мс, последний возникал через 35 мс после окончания шума. Пиковая амплитуда импульса А была равна 8 дБ и соответствовала средине динамического диапазона волокна с низкой СА, при которой dINT была равна нулю.

Изменения уровня N вызывают изменения профилей гистограмм PSTH, PSTH+, HISI и PH (рис.3.А). Так же как и в случае одновременного предъявления импульса и шума, увеличение N способствовало уменьшению реакции ансамбля, вызванной импульсом (PSTH), и деформации профиля этой реакции (PSTH+). Чем больше был уровень шума N, тем больше была адаптация волокон, тем меньше волокон реагировало на импульс, тем больше было число dINT, тем лучше ансамбль воспроизводил временной профиль импульса.Свойства кодирования комплексов также обнаруживают HISI, PH и PSTH. При низком уровне шума (N=3 дБ), так же как и в эксперименте 2, профиль HISIимел вызванный импульсом узкий пик в области интервалов, соответствующих длительности импульса, и широкий и сглаженный горб в области интервалов, соответствующих длительности звукового комплекса. Высокая точка горба приходилась на интервал, величина которого обратно пропорциональна средней частоте импульсации ансамбля, возникшей в ответ на звуковой комплекс. Если N была равна или более 6 дБ, то задержка между шумом и импульсом превышала этот интервал, и HISI становилась двугорбой. Увеличение N способствовало уменьшению ширины горбов. При N = 9 или 12 дБ конец гистограммы PH отмечал некоторый подъем, возникающий в момент появления импульса. Подъем подчеркивал присутствие импульса в реакции ансамбля, вызванной комплексом. При N=18 дБ подъем исчезал, хотя PSTH все еще обнаруживала присутствие импульса.

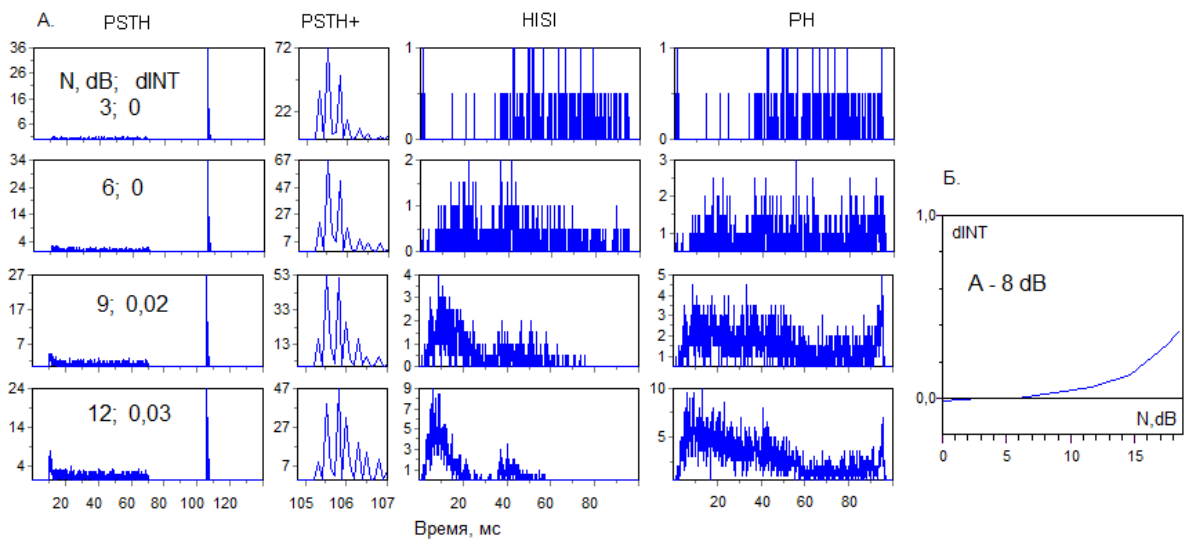


Рис.3. Реакции ансамбля моделей волокон слухового нерва, полученные в ответ на импульс, предъявляемый после шумового маскера разных уровней N в дБ. Остальные объяснения – см. рис. 2.

В диапазоне N от 0 до 7 дБ число dINT равно нулю (рис.3,Б). Это означало, что в указанном диапазоне импульс возбуждал все волокна ансамбля, но еще не вызывал появление повторныхспайков. Такой диапазон был шире при условии последовательного (рис.3,Б), но не одновременного (рис.2,Б) предъявления импульса и шума. Дальнейшее увеличение N вызывало рост числа dINT. Также как и при одновременном предъявлении импульса и шума, чем больше был уровень шума, тем больше была адаптация ВСН, тем меньше волокон реагировало на импульс, но тем больше было число dINT. При высоких уровнях шумов (N=12-14 дБ) ансамбль волокон хорошо воспроизводил временной профиль импульсов и изменения его интенсивности (dINT>0). Таким образом, шум высокого уровня (N=12-14 дБ) улучшал кодирование импульсов и изменений их интенсивности числом

возбужденных волокон по сравнению со случаем предъявления импульсов в тишине. Улучшению кодирования, также как и при одновременной маскировке, помогала вызванная шумом адаптация волокон.

Проявление импульса в реакции ансамбля, вызванной комплексом, зависит от уровня маскера. На рисунке 4 показаны реакции ансамблей, вызванные комплексами, содержащие импульс с пиковой амплитудой А, равной 9 или 12 дБ, и шумовой маскер низкого (N=4дБ) и среднего (N=9 дБ) уровня. Во всех случаях dINT была близка нулю, т.е. все волокна в ансамбле были возбуждены, и отсутствовали волокна для воспроизведения изменений интенсивности импульсов. Реакции ансамбля, полученные в шуме низкого уровня, представлены на рис 4,А. При А=9 дБ гистограммы HISI и PH обнаружили проявления только шума. При А=12 дБ эти гистограммы обнаружили проявления шума и импульса. В первом случае ансамбль кодировал импульс только стохастическим способом, а во втором - стохастическим и детерминированным способами. Шум вызывал слабую реакцию ансамбля, поэтому изменение способа кодирования импульса приводило к появлению явных различий в таких реакциях ансамблей как гистограммы HISI и PH.

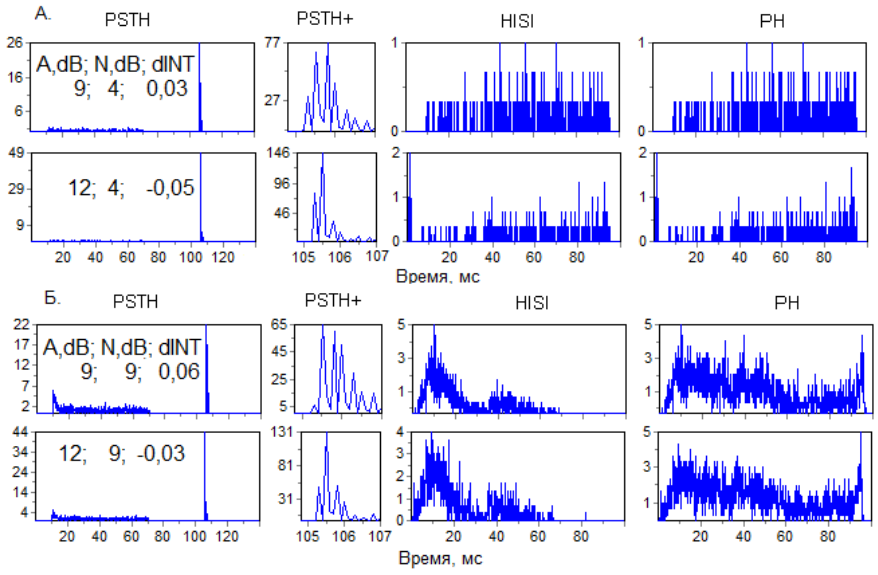


Рис.4. Реакции ансамбля моделей волокон слухового нерва, полученные в ответ на импульс, предъявляемый после шумового маскера. На А: сравнение реакций, вызванных импульсами с разными разных уровней в присутствии маскеровнизкого уровня. На Бто же в присутствии шума высокого уровня. Как параметры - пиковое значение амплитуды импульсов А в дБ, уровень шумового маскера N в дБ, число dINT. Остальные объяснения – см. рис. 2.

Реакции ансамбля, полученные в шуме среднего уровня, представлены на рис 4,Б. Так же как и ранее, при А=9 дБ ансамбль кодировал импульс стохастическим способом, а при А=12 дБ - стохастическим и детерминированным способами. Профили HISI и PH обнаружили присутствие импульса не узким пиком в пределах t, равных длительности импульса (рис.6,А), но наличием схожих периодичностей, вне зависимости от способа кодирования импульса (рис.6,В). Периодичность на HISI соответствовала задержке импульса относительно конца шума, а на PH – относительно начала шума. Шум вызывал заметную реакцию ансамбля, поэтому изменение способа кодирования импульса не вызывали заметных различий в таких реакциях ансамблей как HISI и PH.

Отметим, что изменения уровня маскеразаметнее меняют свойства кодирования звуковых комплексов, при последовательной маскировке (эксперимент 3, рис.3), по сравнению с одновременной маскировкой (эксперимент 2, рис.2). Кроме этого, при последовательной маскировке изменчивость свойств кодирования возрастает с ростом задержки между концом маскера и началом импульса.

Сопоставим результаты Эксперимента 3 с результатами известных слуховых экспериментов (рис. 1 и 2).Попробуем оценить слуховое распознавание импульсов, предъявляемых после длительных маскеров. Ансамбль волокон кодирует импульс двумя способами. В тишине кодирование и слуховое распознавание импульсов средних уровней, ухудшается при изменении способа периферического кодирования импульсов (Эксперимент 1). Если такие импульсы предъявлять после или вместе с продолжительными и интенсивными шумами (Эксперимент 2 и 3), то изменение способа периферического кодирования приводит к улучшению кодирования и импульсов, и изменений их интенсивности. Поэтому вблизи порога маскировки импульсов мы ожидаем облегчения слухового распознавания изменений интенсивности импульсов. Эти выводы подтверждают данные работы [13].

Слабый шум (Эксперимент 3), меняя кодирование звуковых комплексов, может улучшить или ухудшить обнаружение импульса внутри комплекса. Периферическое кодирование изменений интенсивности импульсов средних уровней в шуме низкого уровня, также как и в тишине, не может обеспечить слуховое распознавание, поскольку число dINTпочти равно нулю. Однако шум может подчеркнуть изменение способа кодирования импульсов. В частности, переход от детерминированного к стохастическому способу кодирования импульса хорошо заметен при сравнении распределений гистограммы межспайковых интервалов ансамбля волокон, полученных в ответ на действие звуковых комплексов. Вероятно, поэтому низкого уровня облегчает слуховое

распознавание импульсов, по сравнению с распознаванием в тишине.Эти выводы подтверждают данные работы [13].

Шум среднего уровня еще незначительно влияет на кодирование изменений интенсивности импульсов средних уровней (число dINTимеет небольшую величину).Он способствует проявлению периодической структуры комплекса в реакции ансамбля, носокрытию перехода от детерминированного к стохастическому способу кодирования импульса. Гистограмма распределения межспайковых интервалов становиться двугорбой, а узкий пик в области интервалов, соответствующих длительности импульса, практически, незаметен на фоне реакции ансамбля, вызванной шумом. Поэтому можно ожидать, что между диапазонами шумов низкого и высокого уровня есть некоторый средний диапазон шума, в котором слуховое распознавание импульсов хуже, чем распознавание в соседних диапазонах и в тишине. Эти выводы подтверждают данные работы [6].

ВЫВОДЫ

В ходе моделирования мы анализировали особенности реализации принципа залпов или особенности периферического кодирования импульсов и звуковых комплексов«маскер-импульс» ансамблем волокон слухового нерва. Ансамбль мог кодировать импульсы двумя способами: стохастическим и детерминированным. Варьирование уровня маскера или интенсивности импульса меняло способ кодированиявременного профиля и интенсивностиимпульса, изменений интенсивности импульса. Мы предположили, что эффекты ухудшения или облегчения слухового распознавания изменений интенсивности в тишине и в шуме приурочены к измененияmспособа кодирования импульсов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 10-04-00158 и 14-04-00155.

СПИСОКЛИТЕРАТУРЫ

1. Avakyan, R.V., Radionova, E.A. // Sov. Phys.-Acoust. – 1963 - V.8 - P. 320-323.
2. RaabD.H., TaubH.B. // J. Acoust. Soc. Am. – 1969 - V.46.-P. 965-968.
3. Carlyon R.P., Moore B.C. // J. Acoust. Soc. Am. - 1984. - V.76. - P. 1369–1376.
4. Baer T., Moore B.C.J., GlasbergB.R.//J.Acoust. Soc. Am. – 1999 – V.106 - P.1907–1916.
5. Nizami L., Reimer J., Jesteadt W.//J.Acoust.Soc.Am. – 2001 - V.110 - Pt. 1 - P.2505-2515.
6. Римская-Корсакова Л. К., Нечитаева Ю. В., Пушкина Н. А. // Сенсорные системы. – 2013 – Т.27 - С. 171–182.
7. Rimskaya-KorsakovaL.K., DubrovskyN.A.//Sensory systems. – 1990 - V.4 - P.76-89.
8. DubrovskiiN.A., Rimskaya-KorsakovaL.K.//AcousticalPhysics. – 1997 -V.43 - P.421-428.
9. Rimskaya-KorsakovaL.K., TelepnevV.N., DubrovksiiN.A.//Neuroscience and Behavioral Physiology.- 2005 - V.35. - P.71-81
10. Robles L., Ruggero M.A. // Physiol. Rev. – 2001 - V. 81 - P.1305-1352.
11. Zeng F-G., Turner C.W., RelkinE.M.// Hearing Res. – 1991 - V.55 - P223-230.
12 Римская-Корсакова Л.К. // Сенсорные системы. – 2007 - Т.21 - С.286-298.
13. Римская-Корсакова Л.К. // Сенсорные системы – 2009 - Т. 23 - С. 106-116.

назад к содержанию

к списку секций

СЕКЦИЯ – Шумы и вибрации

ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ
Иванов Н.И.[1)], Шашурин А.Е.[2)] 2

ТЕХНОЛОГИИ СНИЖЕНИЯ ШУМА В САЛОНЕ САМОЛЕТА
Зверев А.Я. 11

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКТИВНОГО ГАШЕНИЯ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ДИСКРЕТНЫХ ЧАСТОТАХ
Коротин П.И., Потапов О.А., Соков А.М., Фикс Г.Е., Фикс И.Ш., Циберев А.В. 19

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ТРЕХСЛОЙНЫХ (ВОЗДУХ - УПРУГИЙ СЛОЙ – ВОДА) СРЕДАХ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫМИ И СТОХАСТИЧЕСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ ВИБРАЦИЙ.
Клячкин А.В. 28

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НОВЫХ ВИБРОДЕМПФИРУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И СПОСОБОВ КРЕПЛЕНИЯ ПАНЕЛИ ИНТЕРЬЕРА НА ЗВУКОИЗОЛИРУЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ ФЮЗЕЛЯЖНОЙ ПАНЕЛИ
Зверев А.Я., Черных В.В. 35

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВИБРАЦИИ АВТОМОБИЛЯ
Тольский В.Е., Воеводенко С.М., Ставский Е.Ц. 41

РАЗРАБОТКА НАЦИОНАЛЬНОГО СТАНДАРТА НА ТРЕБОВАНИЯ К КАЧЕСТВУ И КРИТЕРИЯМ ТЕСТИРОВАНИЯ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТОВ УРОВНЯ ШУМА НА МЕСТНОСТИ
Цукерников И.Е.[1)], Шубин И.Л.[1)], Тихомиров Л.А,[1)] Невенчанная Т.О.[2)] 49

СПОСОБ ИЗОЛЯЦИИ ПЛАСТИНЫ, УСТАНОВЛЕННОЙ НА ВИБРОАКТИВНОЕ ОСНОВАНИЕ ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ ПРУЖИН
Канев Н.Г. 56

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ВНУТРЕННЕГО ШУМА НА СТРОИТЕЛЬНО-ДОРОЖНЫХ МАШИНАХ
Шашурин А.Е.[1)] 63

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕЗОНАТОРА ГЕЛЬМГОЛЬЦА
Комкин А. И.[1)], Миронов М. А.[2)], Юдин С.И.[3)] 68

ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

Иванов Н.И.[1)], Шашурин А.Е.[2)]

[1,2)] Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова;г. Санкт-Петербург

E-mail: kb_iak@mail.ru

Показана актуальность проблемы борьбы с шумом, масштабы акустического загрязнения. Проанализировано состояние этой проблемы в ЕС и РФ, в т.ч. нормативная база. Рассмотрены источники шума в городах и методы защиты от шума. Описаны перспективы снижения шума автомобильного, железнодорожного и авиационного транспорта. Подробно проанализированы причины высоких акустических нагрузок, а также меры по снижению шума транспорта.

1. ВВЕДЕНИЕ

«…Любой шум теперь почти всегда вселяет тревогу, пугает. Грозный, устрашающий рев реактивных самолетов в небе над головой; тревожный грохот вагонов метро …; гул нескончаемого потока городского транспорта, сотрясающий твой дом... Даже привычные звуки домашнего обихода, по сути безобидные, настораживают…

…Опасный мир, поистине опасный»

(А. Кристи «Вилла «Белый конь»)

Действительно, повышенный шум вызывает массу негативных последствий в т.ч.:

- нарушение сна;
- раздражение, стресс;
- повышенное кровяное давление, ведущее к проблемам сердечно-сосудистой системы (ишемия, стенокардия, инфаркт миокарда).

По данным новейших исследований около 50 тыс. человек в ЕС ежегодно преждевременно умирает от сердечных приступов, вызванных уличным шумом, а еще 200 тыс. страдает от сердечно-сосудистых заболеваний, связанных с уличным шумом.

Социальные издержки, связанные с транспортным шумом составляют около € 40 млрд. в год (порядка 0,4 % общего ВВП ЕС). Если учесть, что прямые расходы на шумозащиту в городах ЕС составляют еще около € 50 млрд. в год, то общие потери и расходы в связи с шумом в Европе составляют почти 1% ВВП.

Это неудивительно, если учесть, что сверхнормативному воздействию (более 55 дБА) шума автомобильного транспорта подвергается в год более 210 млн. граждан ЕС, а железнодорожного транспорта около 35 млн.

По данным официальных органов в РФ более 35 млн. человек проживает в условиях акустического дискомфорта. В связи с отсутствием в РФ карт шума – наиболее полным и объективным документом, показывающим степень неблагоприятного акустического воздействия на население – эта цифра очень приблизительна и явно занижена, но все равно выглядит тревожно. Повышенный шум входит в “тройку” экологических факторов окружающей среды, массово влияющих на заболеваемость: загрязнение атмосферного воздуха, акустическое загрязнение, загрязнение воды.

Несмотря на несомненное неблагоприятное влияние на заболеваемость населения, ощущаемый населением дискомфорт от повышенного шума, вибрации и инфразвука, эти компоненты окружающей среды не входят в систему учетно-отчетной документации природоохранных органов, за этот вид загрязнений не установлена плата, а значит отсутствуют экономические механизмы борьбы с шумом.

В отличие от стран ЕС, США, Японии и др. наша страна не имеет Федерального закона о шуме. Эта проблема не обозначается в крупных государственных документах, за повышенный шум в системе государственных органов вроде бы и есть ответственный – РОСПОТРЕБНАДЗОР, но государственной политики в этой непростой области в нашей стране нет.

Достаточно посмотреть Государственный доклад «О состоянии и об охране окружающей среды РФ» в 2011 году – там этой проблеме уделено несколько строк.

Это не значит, что здесь у нас ничего нет: существуют очень передовые нормы шума, разработанонемало нормативно-технической документации, установилась определенная система требований к проектной документации в части расчетов шума. На шумозащиту в нашей стране тратятся немалые суммы, которые с большой осторожностью можно оценить в несколько сотен млн. руб. в год.

И, тем не менее, в этой области деятельности существует масса недоработок, конфликтов. Попытаемся раскрыть эту тему, взяв самые общие и глобальные аспекты проблемы: шум в городе, транспортный шум (автомобильные дороги, железнодорожный транспорт, аэропорты).

2.ШУМОВОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ В ГОРОДАХ

В 2002 г. Европейским парламентом была принята директива 49/2002 ЕС, согласно которой всем странам Содружества было предписано создать карты шума городов и других объектов (железные дороги, автомобильные дороги, аэропорты) и установить характер и степень воздействия шума на население стран ЕС.

В 2012 г. был опубликован доклад Департамента экономической и научной политики Европарламента, посвященный анализу проблемы под названием “Стратегия проблемы шума” [1]. Этот доклад представляет большой интерес для более глубокого понимания этой проблемы.

Авторы доклада утверждают, что по полученным данным ***более половины*** населения ЕС регулярно находятся под воздействием уровней шума в окружающей среде, ***превышающих 55 дБА***. Напомним, что эта норма рекомендуется ВОЗ в качестве безопасного для населения акустического воздействия, шум выше этого значения может вызвать раздражение, нарушение сна, сердечно-сосудистые заболевания и даже преждевременные смерти. Основной источник шума - автомобильный транспорт, на втором месте – железнодорожный.

Рассмотрим как обстоит вопрос с шумом в городах РФ. В 2011 г. Департамент природопользования и охраны окружающей среды города Москвы подготовил очень интересный и обстоятельный доклад “Шумовое загрязнение в 2010 г”. В Москве уделяется серьезное внимание этой проблеме (напомним, что в 2007 г. было принято Постановление №896-ПП от 16 октября “О концепции снижения уровней шума и вибрации в городе Москве”).

В упомянутом докладе говорится об актуальности этой проблемы для г. Москвы. По мнению экспертов (обратим внимание в Москве подробная карта шума отсутствует) до 70% территории города подвержены сверхнормативному шуму от разных источников. Величина превышений приведена в табл. 1.

Уровни шума в Москве сравнимы с другими столицами, например, в Лондоне в первой линии жилой застройки – 75 дБА. Основные источники шума в Москве:

- автотранспортные потоки;
- железнодорожный транспорт;
- наземные линии метро;
- автотранспорт аэропортов Домодедово, Внуково, Шереметьево;
- промышленные предприятия;
- коммунально-складские объекты;
- объекты тепло- и энерго- энергетики

- строительная техника;
- инженерное оборудование зданий;
- музыка, стук и пр. бытового происхождения.

Таблица 1. Превышения шума в г. Москве

Источники и место акустического воздействия	**Сверхнормативные превышение, дБА**
На территориях вблизи автотрасс (а/д)	20-25
В квартирах жилых домов, обращенных к КАД, без шумозащитногоостекления	30-35
Вблизи железных дорог, при движении поездов	10-20
На территориях вблизи аэропортов	8-10
При проведении строительных работ в ночное время	30

В Москве ведется серьезная работа по борьбе с шумом:

- только в 2007-2010 гг. в рамках капитального ремонта и троительства/реконструкции установлено шумозащитных окон – более 400 тыс.;
- подготовлен адресный перечень жилых домов, попадающих под сверхнормативное воздействие от железнодорожного транспорта;
- установлено придорожных шумозащитных экранов – 50 км;
- выявлено 470 социальных объектов сверхнормативного шумового воздействия;
- уложен опытный участок (300 м) с покрытием звукопоглощающим асфальтом;
- запрещено проведение строительных работ с 19.00 до 7.00 по выходным и праздникам днем, видеонаблюдением за строительством.

В Санкт-Петербурге также ведется определенная работа по снижению шума. Главное, достижение власти и ученых СПб – создание подробной карты шума города. К сожалению, в должной мере результаты работы за 6 лет после создания карты не были в должной мере использованы для организационных и других мероприятий.

3.ШУМ АВТОМОБИЛЬНОГО ТРАНСПОРТА

Если по данным ЕС в Содружестве около 210 млн человек подвергаются действию автодорожного шума, то для РФ эта цифра составляет приблизительно 60-70 млн человек. В Государственном Докладе “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2011 году” эта проблема описана так:

“Возросло шумовое загрязнение. Значительная часть населения Российской Федерации проживает в зонах шумового дискомфорта. Особенно это сильно проявляется на федеральных дорогах, проходящих через населенные пункты (11,2 % от общей протяженности федеральных и 11,7% региональных автомобильных дорог).

Уровень шума превышает допустимые значения даже днем на 25 дБА, а ночью он возрастает еще больше в связи с увеличением скорости потока и передвижении в основном тяжелого транспорта.

Доля шумозащитных экранов от протяженности населенных пунктов составляет: по федеральным дорогам 1,3 % , по региональным дорогам 0, 07%, что крайне мало”.

Хотя нельзя не подивиться невразумительности приводимых цифр (составители Доклада слабо владеют этой проблемой), но определенное понимание, что она существует, налицо.

Чтобы понять каким уровням звука подвергается население, воспользуемся классификацией приведенной в табл. 2. Из табл. 2 видно, что УЗ составляет от 55 до 80 дБА, в ночное время УЗ снижается от 5 до 10 дБА

Таблица 2. Классификация автомобильных дорог и улиц по шуму

Класс шумности	**Наименование класса шумности**	**Эквивалентный УЗ, дБА (на расстоянии 7,5 м)**	**Скорость движения км/ч**	**Категория автомобильных дорог и городских магистралей**
I	Малошумные	Свыше 55 до 60	До 40	Проезды, парковые дороги
I I	Повышенной шумности	Свыше 60 до 65	До 50	Улицы и дороги местного значения, магистральные улицы районного значения
I II	Шумные	Свыше 65 до 70	До 60-70	Магистральные улицы транспортно-пешеходные
IV	Очень шумные	Свыше 70 до 75	До 80-90	Магистральные улицы непрерывного и регулярного движения
V	Сверхшумные	Свыше 75 до 80	До 100-110	Магистральные дороги
V I	Непереносимо шумные	Свыше 80	120	Скоростные дороги

Примечание.. Шумозащищенные автомобильные дороги относятся к нулевому классу шумности.

Как снизить шум автотранспортных потоков?В первую очередь, снижение шума должно обеспечиваться в источнике, а затем уже снижается шум на пути его распространения до защищаемой от шума застройки. Отдельно стоит вопрос расчетов шума автотранспортных потоков при проектировании автомобильных дорог.

Нормы внешнего шума автомобилей ужесточались начиная с 1970-х годов и до середины 90-ых. Внешний шум автомобилей снизился за эти годы на 10-12 дБА. Но почти 20 последних лет этот процесс замедлился (последняя директива ЕС 92/97). Ожидается, что только с 2020 года должны быть установлены ужесточения на 3 дБА для легковых автомобилей и 4 дБА для грузовых и фургонов. Это означает, что пока на эти улучшения можно не ориентироваться.

Что касается других средств снижения шума в источнике, то отметим “мягкий” или пористый асфальт, уменьшающий уровни звука от шин, возникающие при движении. В Германии несколько лет назад была принята программа “Тихое

движение”, согласно которой предпринимались меры по укладке “малошумного” асфальта. Это очень неплохое решение, но надо помнить, что реальное снижение шума не превышает 3 дБА, поэтому эту меру можно считать паллиативом. Заметим, что здесь существует закономерность: разрыв между допустимыми нормами (около 70 дБА для легковых автомобилей) и обеспечением требований ВОЗ на шум в жилой застройке (50 дБА в ночное время) составляет 20 дБА. Приблизительно на это превышение надо ориентироваться, рассматривая проблему снижения шума от автомобильного транспорта. Ни “мягкий” асфальт (3 дБА), ни новые нормы в 2020г. (3-4 дБА) такое снижение не обеспечат.

При проектировании новых автомобильных дорог контролирующие органы требуют соблюдать принятые в нашей стране нормы для жилой застройки, которые касаются абсолютно любых источников шума (автомобильных и железных дорог, промышленных предприятий и пр.), эти нормы приведены в табл. 3.

Таблица 3. Нормы шума в РФ [4]

Место измерения шума	***Нормы шума***			
	Эквивалентные УЗ, дБА		***Максимальные УЗ, дБА***	
	День	***Ночь***	***День***	***Ночь***
Территории	55	45	70	60
Жилые комнаты	40	30	55	45

Заметим, что отечественные нормы даже строже рекомендуемых ВОЗ (у нас 45 дБА в ночное время, а в последнее время ВОЗ рекомендует 50 дБА), нормы не дифференцированы по источникам шума, вопреки общепринятой в ЕС практике.Достижения норм по шуму в жилье, которые у нас действуют в ЕС поставлено целью на ближайшие десятилетия.

В современном арсенале проектировщиков строителей две основные конструкции шумозащиты:

- акустические экраны (АЭ),
- звукоизолирующее остекление.

Основнаяшумозащита вновь строящихся автомобильных дорог осуществляется акустическими экранами. Выполненные исследования показали что большинство этих сооружений обладают небольшой эффективностью (табл. 4).

Таблица 4. Сравнительная средняя акустическая эффективность АЭ

Место установки АЭ или страна	**Акустическая эффективность, дБА**
Московская кольцевая дорога (МКАД)	3-9
КАД, СПб	6-11
Италия (а/д)	12-15

Наша страна – единственная, где сооружение АЭ на а/д выполняется безнормативной документации (требования к конструкциям и монтажу). АЭ нередко конструируются с нарушениями, материал АЭ быстро приходит в негодность – экраны ржавеют и разрушаются. Кроме всего прочего АЭ не выполняют своей основной функции, они не снижают шум в защищаемых объектах до требований санитарных норм. За последнее время положение в этой области изменилось – разработан проект СТО ГК «Автодор» «РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПРОЕКТИРОВАНИЮ, СТРОИТЕЛЬСТВУ И ЭКСПЛУАТАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ЭКРАНОВ НА АВТОМОБИЛЬНЫХ ДОРОГАХ ГОСУДАРСТВЕННОЙ КОМПАНИИ».

4. ШУМ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО ТРАНСПОРТА

По данным Департамента экономики и науки Европарламента в ЕС действию железнодорожного шума подвергается примерно 35 млн. человек. Можно предполагать, что в нашей стране подвергаются сверхнормативному шуму от 8 до 10 млн. человек. Это очень приближенная оценка, но данных для ее уточнение (такие оценки дают карты шума) у нас пока нет. Чтобы понять каким уровням звука подвергается население, воспользуемся данными о шуме поездов, приведенными в табл. 5.

Таблица 5. Характеристики шума поездов [6]

Тип поезда	**Скорость, км/ч**	**Уровни звука, дБА**
Высокоскоростные “Сапсан”	100-220	68-86
Электропоезда	40-120	76-90
Пассажирские	40-130	78-88
Грузовые	30-90	78-88

Акустическое воздействие на население зависит от интенсивности и состава движения. Эквивалентные уровни звука, например, на главном ходу Октябрьской железной дороги составляют 65-70 дБА (превышения для дневного времени составляет от 10 до 15 дБА), ночью превышения могут быть больше.

Сегодня механизм образования шума поездов – основного источника шума железнодорожного транспорта - изучен хорошо, поэтому специалисты отчетливо представляют себе,как снизить шум в источнике шумообразования: акустическое шлифование рельсов, вибродемпфирующие накладки на рельс, вибродемпфирующие колеса.

Отметим, что эти меры в отдельности или вместе дают эффект 3-4 дБА (В ЕС большие надежды на новые тормозные колодки, но их эффект преувеличен).Цифры 3-4 дБА очень похожие например с автомобилями, а разрыв между нормами шума (55 дБА) и эквивалентными УЗ движущихся железнодорожных потоков составляет не менее 15 дБА.

Арсенал шумозащиты жилой застройки от проходящих поездов: акустические экраны, земляные валы насыпи, выемки; при этом для действующих линий АЭ являются наиболее приемлемым распространенным средством защиты от шума. До недавнего времени проблемы с АЭ была очень похожа на а/д, но ОАО “Российские железные дороги” предприняли усилия по ее решению. Был разработан и предпринят пакет стандартов:

- ГОСТ Р 54931-2012 «Экраны акустические для железнодорожного транспорта. Технические требования»;
- ГОСТ Р 54932-2012 «Экраны акустические для железнодорожного транспорта. Методы контроля технических требований»;
- ГОСТ Р 54933-2012 «Методы расчета уровней шума, излучаемого железнодорожным транспортом»;
- СТО РЖД «Экраны акустические для железнодорожного транспорта. Правила приемки, ввода в эксплуатацию и обслуживания в процессе жизненного цикла».

К производителям АЭ, организациями выполняющими монтаж предъявляются строгие требования по качеству и акустической эффективности. Это дало хорошие результаты: АЭ спроектированные, изготовленные и установленные в соответствии с разработанными требованиями показали высокую эффективность. В соответствии с действующей новой документацией сейчас проводятся испытания АЭ после их установки. В табл. 6 даны сравнительные характеристики акустической эффективности условно “старых” (I) и “новых” (II) установленных на Октябрьской ж/д.

Таблица 6. Акустическая эффективность АЭ

№№	Место установки (станция)	Материал	Высота, м	Длина, м	Акустическая эффективность, дБА
I	Чудово	Бетон	3,5	800	11
	Чудово	Металл	3,0	400	8
	Малая Вишера	Металл	3,0	700	7
II	Приозерск	Металл	5,5	700	15-16
	Дибуны	Металл	5,0	300	14
	Сосново	Металл	6,0	500	13-15

5 АВИАЦИОННЫЙ ШУМ

По очень приблизительным оценкам в нашей стране сверхнормативному воздействию шума подвергаются 1-1,5 млн. человек – жители нескольких городов: Москвы, Санкт-Петербурга, Иркутск, Казань, Омск, Самара.

Какая величина этих воздействий? По данным карты шума Санкт-Петербурга максимальные УЗ в местах пролета самолетов составляют в основном от 80 до 85 дБА на расстоянии до 1 км, а превышение СН могут достигать 15-20 дБА. Проблемы негативного воздействия авиационного шума на население возникла с появлением первых пассажирских самолетов. Но в нашей стране эта проблемы непрерывно обостряется в течение последних 20 лет. И причины этого, наверное, всем известны. Это можно рассматривать на примере а/п Внуково. Газета “Известия” 19 февраля 2013 г. пишет:

“За последние 20 лет сложилась повсеместная практика хаотичной и бесконтрольной застройки территории вблизи аэродрома Внуково без учета основных требований к строительству по экологии. В результате тысячи людей приобрели жилье на приаэродромной территории и проживают в заведомо вредных условиях, связанных с воздействием авиационного шума. В данной проблеме виноваты прежде всего муниципальные власти, которые в начале 1990-х годов грубо нарушали и продолжают нарушать Российское Законодательство”.

У многих объектов имеется согласованный землеотвод и разрешение на строительство, но нет разрешения а/п “Внуково”. Нарушения были выявлены в десятках населенных пунктов. Росавиация комментирует:

“Если мы узнаем о нарушениях из документов, то обращаемся в суд. Но уже возведенные объекты не сносят … Никакой судья не примет решение снести целый коттеджный поселок”.

Кто виноват в этой ситуации? Все стороны. Нарушения муниципалитетов налицо, но а/пдолжен защищать себя документам зоны санитарного разрыва, а такие документы не создаются в т.ч. и по вине Росавиации.

Основными проблемами существующей нормативной документации является разрозненность и устаревание методик измерений и контроля, расчетов, нормирования и снижения АШ.

Разногласия в нормативной документации начинают встречаться в самых основных ее пунктах, например, при выборе значений предельно допустимых уровней шума вблизи аэропортов. Так, значения, приведенные в СН 2.2.4/2.1.8.562-96, которые являются основным документом, устанавливающим ПДУ по фактору акустического воздействия, уровни шума на территории непосредственно прилегающей к жилым домам совершенно не совпадают с ПДУ, приведенными в ГОСТ 22283-88. В таблице 7 приводятся данные из этих документов.

Таблица 7. Разногласия в нормативной документации

Время суток	Эквивалентный уровень звука $L_{Аэкв}$, дБА	Максимальный уровень звука при единичном воздействии L_{Amax},дБА
Предельно допустимые значения уровней шума для территории прилегающей к жилой застройке согласноГОСТ 22283-88		
День (с 7.00 до 23.00 ч)	65	85
Ночь (с 23.00 до 7.00 ч)	55	75
Предельно допустимые значения уровней шума для территории прилегающей к жилой застройке согласноСН 2.2.4/2.1.8.562-96		
День (с 7.00 до 23.00 ч)	55	70
Ночь (с 23.00 до 7.00 ч)	45	60

Сравнение показывает, что в соответствии с СН 2.2.4/2.1.8.562-96 предельно допустимые эквивалентные уровни звука установлены на 10 дБА ниже допустимых значений ГОСТ 22283-88, а максимальные уровни звука – на 15 дБА. Следует отметить, что указанные значения санитарных норм распространяются на любую селитебную территорию, в то время как значения государственного стандарта применимы только к территории жилой застройки вблизи существующих и проектируемых аэродромов и аэропортов. Возникает справедливый вопрос: какой из стандартов можно применять при нормировании АШ и какие дома можно считать находящимися "вблизи существующих и проектируемых аэродромов и аэропортов"?

Следующая проблема– это устаревшие методики расчета шума от ВС.

6 .ВЫВОДЫ И РЕКОМЕНДАЦИИ

1. Необходимо принятие Федерального закона о шуме, в котором должно быть дано решение этой проблемы концептуально (Кто “отвечает” за шум в государстве, меры по снижению шума, учет шумового воздействия и т.д.).
2. Разработка шумовых карт городов и населенных пунктов, автодорог, аэропортов.
3. Разработка новой нормативно-технической документации по расчетам шума и проектированию шумозащиты.
4. Наладить систему мониторинга шумового загрязнения в городах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Towards a Comprehensive Noise Strategy, Policy Departament Economic and Scientific Policy. Environment, Public, Health and Food Safety, 2012, 82 p.
2. Постановление Правительства Москвы “О Концепции снижения уровней шума и вибрации в г. Москве”, 16 октября 2007 г. № 896-ПП.
3. Государственный Доклад “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2011 году”.
4. СН 2.2.4/2.1.8.562-96 «Шум на рабочих местах, в помещениях жилых, общественных зданий и на территории жилой застройки».
5. ОДМ 218.2.013-2011. Отраслевой дорожный методический документ УДК 625.7/8:628.517.2. Методические рекомендации по защите от транспортногошума территорий, прилегающих к автомобильным дорогам.
6. ГОСТ Р 54931-2012 «Экраны акустические для железнодорожного транспорта. Технические требования».
7. ГОСТ Р 54932-2012 «Экраны акустические для железнодорожного транспорта. Методы контроля технических требований».

8. ГОСТ Р 54933-2012 «Методы расчета уровней шума, излучаемого железнодорожным транспортом».
9. СТО РЖД «Экраны акустические для железнодорожного транспорта. Правила приемки, ввода в эксплуатацию и обслуживания в процессе жизненного цикла».
10. Federal Act on the Protection of the Environment of 7 October 1983 (status as at august 2010)/ The Federal assembly of the Swiss Confederation.
11. Directive 2002/49/EC of the European Parliament and of the Council of 25 June 2002.
назад к содержанию

ТЕХНОЛОГИИ СНИЖЕНИЯ ШУМА В САЛОНЕ САМОЛЕТА

Зверев А.Я.

ФГУП ЦАГИ (Московский комплекс), Москва

E-mail: zverev@dubna.ru

Значительный прогресс в материаловедении, химии, электронике, который наблюдается в науке и промышленности все последние годы, привел к существенному изменению в составе и технологии применения материалов и конструкций по сравнению с теми, которые использовались в самолетостроении 15 – 20 лет назад. В статье дается обзор мировых тенденций в развитии методов и подходов к снижению шума в салоне самолета. Обсуждаются технологии активного контроля шума и вибраций, применения «умных» и инновационных материалов, новые подходы к созданию всех составляющих элементов бортовой фюзеляжной конструкции (обшивки, ТЗИ, панели интерьера) и другие перспективные технологии снижения шума в салоне самолета.

В настоящее время технологическое развитие ускоряется и горизонт технологического планирования приближается. Можно только предполагать, что будет с технологиями через пять-семь лет. Сказанное относится в том числе и к технологиям снижения шума в салоне самолета. За последние годы в мире разработано большое число новых подходов к повышению качества акустического комфорта в салонах самолетов различных классов, которые уже применяются либо будут применяться в обозримом будущем. Обзор состояния наиболее перспективных из них представлен в данной статье.

Традиционная бортовая конструкция пассажирских самолетов представляет собой двустенную конструкцию, где наружной стенкой является обшивка фюзеляжа, а внутренней – панель интерьера. Для теплозвукоизоляции кабины экипажа и салонов полость между фюзеляжем и панелью интерьера заполняется слоями мягкого рыхловолокнистого материала. В бортовой фюзеляжной конструкции перспективного самолета все три ее составляющих элемента (обшивка, слои ТЗИ, панель интерьера) претерпят существенные изменения.

ОБШИВКА

Одним из возможных путей развития авиации является создание самолета без иллюминаторов. Так, европейский авиаконцерн Airbus представил концепцию пассажирского самолета с полностью прозрачным фюзеляжем [1]. В зависимости от поляризации электрического поля, корпус самолета становится прозрачным либо обычным. По прогнозам специалистов технически создать описанный в концепции самолет будет возможно до 2020 года, но в реальности в воздух он сможет подняться примерно к 2050 году.

В отличие от пока еще достаточно фантастического проекта самолета с прозрачным фюзеляжем, более реально создание иллюзии прозрачного фюзеляжа с использованием видеокамер на его поверхности, плоских мониторов и соответствующего программного обеспечения. На первом этапе можно ограничиться созданием иллюзии прозрачности не всей поверхности фюзеляжа, а только заменой иллюминаторов мониторами. При этом для комфортного восприятия возможно оставить часть иллюминаторов реальными. Возможно также создание салонов различного класса – с реальными иллюминаторами и с мониторами. В любом случае, отсутствие иллюминаторов скажется положительно с точки зрения снижения шума в салоне. Фюзеляж без иллюминаторов будет более легкой и простой в производстве конструкцией с улучшенными акустическими характеристиками.

Вышесказанное актуально для самолетов, предназначенных для магистральных и региональных авиаперевозок. Однако максимальные преимущества концепции

самолета без иллюминаторов проявятся при создании сверхзвуковых бизнес-самолетов, так как сверхзвуковое обтекание неоднородностей, связанных с наличием иллюминаторов, приводит к существенному увеличению колебаний обшивки и излучения звуковой энергии в салон. Вне зависимости от наличия или отсутствия иллюминаторов, основным источником шума в салоне самолета являются резонансные колебания обшивки под действием пристеночной турбулентности или акустической нагрузки от двигателя. Поэтому необходимо разрабатывать пассивные и активные методы снижения уровня вибраций обшивки.

Развитие пассивных методов снижения вибраций и шума, излучаемого бортовыми самолетными конструкциями, непосредственно связано с разработкой и применением новых вибродемпфирующих материалов (ВДМ) и систем, чему уделяют постоянное внимание ведущие авиастроительные корпорации.

До начала 80-х годов ВДМ, в основном, использовались в виде слоев, наклеиваемых на всю или почти всю площадь панели, колебания которой требуется уменьшить. Как правило, применение распределенных вибропоглощающих покрытий приводит к снижению шума в салоне большого реактивного самолета от 3 до 8 дБ на частотах выше 800 Гц. Однако использование таких покрытий приводит к существенному увеличению веса конструкции и трудозатрат.

Начиная с начала 80-х годов у фирмы Боинг появился целый ряд патентов, связанных с увеличением эффективности демпфирования колебаний элементов бортовой конструкции за счет применения т.н. балочных демпферов (beam damper), отстоящих демпферов (stand-off damper) и мозаичных демпферов [2] (рис.1).

Суть балочных демпферов состоит в том, что на слой вибродемпфирующего материала наклеивается жесткий линейный стержень малой массы. Увеличение эффективности демпфирования происходит вследствие того, что деформации слоя по его толщине в этом случае существенно увеличиваются по сравнению со сдвиговыми деформациями, что приводит к значительному увеличению потерь энергии в слое.

Суть отстоящих демпферов состоит в нанесении ВДМ не непосредственно на колеблющуюся конструкцию, а на некоторый промежуточный слой – подложку. Это приводит к удалению вибропоглощающего слоя от нейтральной плоскости изгиба, в результате чего увеличивается колебательная энергия слоя и потери энергии в слое и во всей конструкции. Демпферы на относе могут применяться как для демпфирования обшивки, так и ее подкрепляющих элементов – стрингеров и шпангоутов. Для демпфирования мод колебаний с низкими собственными частотами применяется одновременное демпфирование шпаций, стрингеров и шпангоутов.

Для демпфирования стрингеров применяются также мозаичные демпферы. Кроме внешнего демпфирования, когда вибропоглощающее покрытие наносится на внешнюю поверхность конструкции, рассматриваются и варианты с внутренним демпфированием конструкций (рис. 1в).

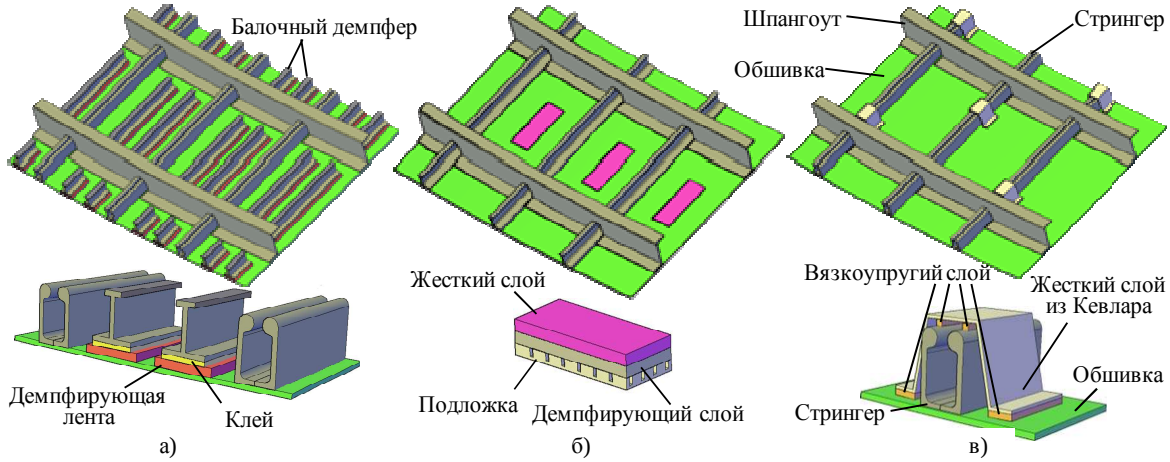


Рис. 1. Балочные демпферы(а), демпферы на подложке(б) и мозаичные демпферы(в)

ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ

Как правило, для улучшения акустических свойств салона самолета промежуток между обшивкой и панелью интерьера заполняется пористым материалом. Это заполнение, с одной стороны, приводит к увеличению поглощающих свойств интерьера, и, с другой стороны, способствует затуханию звука, прошедшему через обшивку. Состав пористых материалов в последние годы существенно изменился по сравнению с теми традиционными материалами, которые использовались в самолетостроении в недавнем прошлом. Появились рыхловолокнистые материалы на натуральной основе, биополимеры, пористые металлы, новые композиционные материалы, материалы с памятью формы и т.п.

Пористые звукопоглощающие материалы можно условно разделить на три группы в соответствии с их микроскопической структурой – волокнистые, ячеистые и гранулированные.

Из рыхловолокнистых материалов, предлагаемых на рынке в настоящее время, наиболее известными являются материалы, выпускаемые под маркой «Microlite» (Микролайт). Ассортимент этих материалов весьма широк как в плане объемной плотности, так и толщины. Объемная плотность материалов Микролайт изменяется в пределах 9 – 48 кг/м^3, а толщина одного слоя изменяется от 6 мм до 102 мм.

Примерами ячеистых материалов являются пористый пенополиуретан, меламин или подобные пенообразные конструкции. В настоящее время такие материалы применяются для изготовления т.н. «умной пены» (smart foam) при создании активно-пассивного метода снижения шума в салоне самолета, о котором речь пойдет ниже.

Относительно новыми материалами являются металлические пены, изготовленные на основе алюминия, никеля, стали, титана, меди [3]. Они обладают большой жесткостью, малым весом, негорючи и плохо впитывают влагу. Применяются, в основном, в качестве звукопоглощающей облицовки каналов двигателей. Так как шум струи зачастую является определяющим источником суммарного шума в салоне, исследование свойств металлических пен также можно рассматривать в качестве одного из направлений при создании перспективного самолета. Необходимо также отметить высокий потенциал использования металлических пен при решении задач снижения уровня вибраций самолетных конструкций. Этот потенциал обусловлен тем, что демпфирующая способность металлической пены на порядок выше демпфирующей способности металла; панель из пены имеет более высокие частоты собственных колебаний, чем сплошная панель той же поверхностной массы; металлическая пена обладает способностью демпфировать удары при разрушающей нагрузке.

Близкими по структуре к металлическим пенам являются материалы из металлических нанотрубок, поглощающие свойства которых еще не до конца исследованы.

Наряду с исследованием металлических пен, ведутся исследования керамических пен. Обычно они изготовлены на основе кремния, но возможно появление пен на основе циркония, титана и бора. Керамическая пена на основе кремния имеет пористость 80 – 90% и может использоваться при температурах до 1500^{0}С. Новые керамические пены, изготовленные на основе окиси алюминия, имеют пористость более 94%. В авиации керамические пены могут использоваться и используются в качестве акустической облицовки двигателей [4].

Одним из перспективных путей повышения эффективности звукоизолирующей конструкции, расположенной между двумя стенками, является использование суперлегких пористых материалов – аэрогелей, которые могут в перспективе заменить традиционные рыхловолокнистые теплозвукоизоляционные материалы.

Аэрогели относятся к классу мезопористых материалов, в которых полости занимают 90 – 99.8% объёма, а плотность составляет от 2 до 150 кг/м³ [5]. Наряду с рекордно низкой плотностью такие материалы обладают рядом уникальных свойств –

жаропрочностью, огнестойкостью, чрезвычайно низкой теплопроводностью, экологичностью, гидрофобностью и долговечностью, поскольку не реагируют с атмосферной влагой. Благодаря этим свойствам аэрогель нашел применение в космических технологиях. В частности, NASA разработала технологию применения аэрогелей для теплоизоляции космических аппаратов и скафандров.

До последнего времени применение аэрогелей вне космической индустрии во многом сдерживалось, помимо стоимости производства, их высокой хрупкостью. Однако недавно удалось создать гибкий и эластичный аэрогель, гораздо более прочный, чем созданные ранее [6]. Это открывает широкие возможности для применения аэрогелей в авиации, так как эти материалы обладают прекрасными тепло и звукоизолирующими свойствами. Так, по заявлению производителей, лист аэрогеля толщиной в пять миллиметров способен сохранять тепло так же, как слой стекловаты толщиной в шесть сантиметров, будучи во много раз легче последнего. Акустические свойства аэрогелей аналогичны их теплоизоляционным свойствам и зависят от плотности материала и его структуры. Низкая плотность и специфическая пористая структура аэрогеля приводят к большим потерям энергии, передающейся из воздушной среды в твердую решетку материала и, соответственно, к уменьшению амплитуды и скорости распространения звуковой волны [7]. Скорость продольной звуковой волны в кремниевом аэрогеле является наименьшей среди известных твердых тел и изменяется в пределах 80 – 220 м/с при изменении плотности в диапазоне 60 – 270 кг/м^3 [8]. В слое гранул аэрогеля малого диаметра скорость звука еще в несколько раз меньше [9].

Возможность изменения импеданса материала, изготовленного на основе аэрогеля, путем варьирования его плотности, открывает путь к практической реализации идеи градиентного звукопоглотителя. Идея состоит в том, чтобы его коэффициент отражения был минимальным, а коэффициент поглощения максимальным. Для решения этой задачи необходимо создать такую конструкцию, входной импеданс которой близок импедансу окружающей среды, а затем постепенно изменяется с толщиной, приближаясь к импедансу хорошо поглощающего материала. В качестве прототипа такого градиентного звукопоглотителя можно рассмотреть многослойную конструкцию с импедансом, изменяющимся от слоя к слою.

Еще большие возможности в создании градиентных звупопоглощающих конструкций появляются в связи с открытием в конце 2012 года нового материала, названного аэрографитом. Плотность этого материала в несколько раз меньше плотности самого легкого аэрогеля и достигает 0.16 – 0.2 кг/м^3, что позволяет ему сжиматься в тысячу раз, а затем возвращаться к изначальному состоянию. При этом аэрографит значительно прочнее хрупкого аэрогеля.

ИНТЕРЬЕРНАЯ КОНСТРУКЦИЯ

Наличие структурной связи (акустических мостиков) между обшивкой фюзеляжа и панелями интерьера может приводить к существенному увеличению уровней шума в салоне в области средних частот. Поэтому разработка технологии изготовления второй стенки с минимумом точек контакта с фюзеляжем является перспективным направлением для снижения шума в салоне самолета.

Быстрый прогресс в развитии композиционных материалов позволяет создать достаточно жесткую и прочную конструкцию интерьера практически без точек крепления к обшивке. В качестве прообраза такой конструкции можно представить обычную садовую теплицу из сотового поликарбоната. Материалы, используемые в самолете, будут другими, а принцип тот же – прочность и автономность. Прочность интерьерной конструкции должна быть достаточной, чтобы выдержать вес багажных полок и оборудования (системы освещения, кондиционирования и т.п.). Автономность, т.е. независимость от конструкции фюзеляжа, обусловлена тем, что ее крепление к фюзеляжу должно ограничиваться несколькими точками пола. Выполненная подобным

образом интерьерная конструкция даст гарантию отсутствия передачи звуковой энергии от обшивки в салон по структурным связям между обшивкой и панелью интерьера.

Вне зависимости от способа крепления интерьера к фюзеляжной конструкции, от звукопоглощающих свойств панелей интерьера во многом зависит акустический комфорт в салоне самолета. Поэтому совершенствованию интерьерных конструкций необходимо уделять большое внимание. Наилучшими звукопоглощающими свойствами обладают многослойные рыхловолокнистые конструкции, однако, исходя из гигиенических требований, они должны быть защищены со стороны салона дополнительными покрытиями. Традиционные интерьерные покрытия можно поделить по принципу работы на мембранные, резонансные и пористые поглотители.

Мембранное покрытие, эффективно поглощающие звук в узкой полосе низкочастотного диапазона, состоит из гибкой мембраны, которая устанавливается на относе от обшивки так, чтобы за мембраной образовалось замкнутое воздушное пространство. Максимальное поглощение происходит на собственной частоте системы.

В настоящее время ведутся исследования, направленные на увеличение эффективности мембранных поглотителей и расширение их частотного диапазона. Так, в работе [10] показано, что пористая резина с размером пор 4 – 8 мм обладает высокой звукопоглощающей способностью в области низких частот за счет эффекта мембраны. Построена математическая модель поглощения звука в многослойной мембранной конструкции, которая дает хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов. На основании проведенных исследований определены параметры конструкций, обладающих высокой звукопоглощающей способностью в широком частотном диапазоне.

Резонансные поглотители имеют, как правило, узкую полосу поглощения звука. Поэтому их применение ограничивалось ранее, в основном, самолетами с винтовыми двигателями для снижения дискретных составляющих шума вращения винта. Однако появление современных технологий позволяет расширить спектр применения резонансных поглотителей в том числе и для снижения шума от турбулентного пограничного слоя. Одним из направлений на этом пути является использование микроперфорированных панелей интерьера (МПП).

Традиционные перфорированные панельные поглотители много лет используются для решения задач акустического контроля. При расположении перфорированной панели на некотором расстоянии от стенки, она работает как совокупность большого количества резонаторов Гельмгольца, горлом которых служит отверстие в панели, а упругость определяется воздушным объемом между панелью и стенкой. При прохождении звуковой волны через перфорированную панель, силы трения между движущимися молекулами воздуха и внутренней поверхностью перфорации преобразуют акустическую энергию в тепло. При этом поглощающие свойства резонатора увеличиваются, если воздушное пространство за панелью заполнить звукопоглощающим материалом. Однако, когда диаметр отверстия достаточно мал (~0.5 – 1 мм), пик поглощения становится более широким, делая звукопоглощающий материал почти ненужным.

Теория предсказывает, что при диаметре перфорации менее 0.3 мм величина акустического сопротивления отверстий становится достаточной для обеспечения широкополосного поглощения звука. С развитием передовых производственных технологий, таких как лазерная прошивка отверстий, практическое изготовление МПП с сотнями микроотверстий на квадратном сантиметре становится реальностью.

Существенный недостаток МПП состоит в том, что для достижения высокого качества поглощения звука панели должны быть очень тонкими – их толщина должна примерно соответствовать диаметру перфорации. При этом они должны обладать достаточной механической прочностью и быть легкими в обслуживании. Это

практически несовместимые требования, препятствующие практическому внедрению МПП в качестве звукопоглощающих конструкций.

Для решения этой проблемы предлагается использовать вместо микроперфорированной панели панель с макроперфорацией, в отверстия которой установлены вставки с микроперфорацией [11]. Фактически такая панель представляет собой комбинацию двух панелей с различной перфорацией, расположенных вплотную друг к другу. При этом вставки представляют собой микросетки, которые могут быть выполнены из разных материалов (металлы, синтетические материалы, ткани). Они легко могут выниматься из панели, подвергаться чистке или заменяться. Несмотря на то, что собственный коэффициент поглощения сетки может быть не очень высок, ее комбинация с макроперфорированной панелью позволяет достичь высокого качества поглощения звука в широкой полосе частот.

Кроме резонаторов Гельмгольца для увеличения поглощения звука в салоне могут применяться и другие виды резонансных элементов. Так, в работе [12] рассматривается применение облицовки с оптимизированной перфорацией, где в качестве резонансного элемента используется трубчатый или четвертьволновый резонатор. Принцип работы подобного резонатора основан на резонансе воздушного столба в трубке, открытой с лицевой стороны панели и закрытой с другой стороны. Акустический резонанс происходит на частотах, при которых длина резонатора равняется четверти (или нечетному числу четвертей) длины звуковой волны в воздухе. На этих частотах наблюдается максимальное поглощение звука. Величина максимума и добротность коэффициента поглощения определяются диаметром отверстий и степенью перфорации панели. Для широкополосного поглощения предлагается использовать панель с трубчатыми резонаторами различной глубины и диаметра [13]. Процедура оптимизации панели интерьера по геометрическим характеристикам резонаторов и степени перфорации позволяет получить коэффициент поглощения, близкий к единице в широкой полосе частот.

АКТИВНЫЕ МЕТОДЫ

Снижение низкочастотных составляющих шума в салоне является очень сложной задачей. Одним из способов ее решения является создание активных систем подавления вибраций и шума, которые развиваются уже в течение длительного времени. Так, первые турбовинтовые самолеты SAAB-2000 и ATR42-500 были оборудованы активной системой подавления шума в 1994 году. Применение активной системы на малом турбовинтовом самолете с двумя двигателями приводит, как правило, к уменьшению уровня шума на основной частоте вращения винта на 9 – 11 дБ при уменьшении суммарного уровня на 6 – 7 дБА [14].

Компания Ultra Electronics Noise and Vibration System (NVS) выпустила на рынок два продукта для малых самолетов с двумя двигателями – «Ультра-тихое кресло» (UltraQuiet seat) и «Ультра-тихая кабина» (UltraQuiet cabin) [15]. Заявлено, что кресло снижает локальный уровень шума в окрестности головы пассажира до 10 дБ. Система «UltraQuiet cabin» установлена, в частности, на таких самолетах, как deHavilland Dash 8, SAAB 340, SAAB 2000, Beech 1900D, King Air 200, King Air 300, Twin Commander.

Для магистральных пассажирских самолетов также разрабатываются системы активного контроля шума и вибраций. Так, в рамках Европейской программы разрабатывается проект «SEAT» (Smart tEchnologies for Stress free Air Travel). Его цель заключается в создании совершенно новой концепции, в соответствии с которой высшим приоритетом является комфорт пассажира [16,17]. Одно из направлений этого проекта – создание системы активно-пассивного контроля вибраций пассажирского кресла и локального снижения шума в окрестности пассажира.

Для объединения преимуществ пассивных и активных систем в последнее время ведутся работы над созданием гибридного активно-пассивного звукопоглощающего

материала, эффективного в широкой полосе частот, который получил название «умная пена» (smart foam).

Общая концепция применения умной пены для снижения шума в салоне мало отличается от концепции использования чисто активного метода. Ее суть состоит в размещении вторичных источников шума между обшивкой и панелью интерьера. Эти источники генерируют шум с характеристиками, позволяющими минимизировать уровни звукового давления в салоне [18]. Отличие умной пены от традиционных активных систем заключается в ее конструкции, активным элементом которой является тонкая пленка из пьезоэлектрического материала, расположенная внутри ячейки из пористого звукопоглощающего материала в виде полуцилиндра.

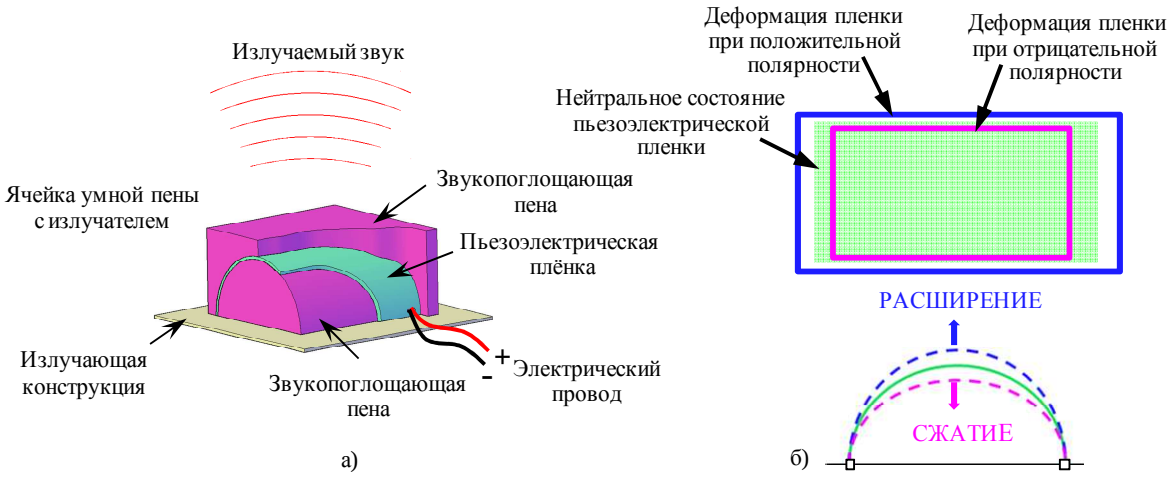


Рис. 2. Компоненты ячейки с умной пеной, установленной на конструкцию (а); преобразование деформации пленки в полезное движение (б)

В зависимости от полярности приложенного напряжения, пленка расширяется или сжимается, что при фиксированных границах приводит к ее колебаниям, как это показано на рис.2б. Таким образом, она работает аналогично мембране электродинамического излучателя, не занимая при этом никакого дополнительного объема и практически не имея веса. По-существу, пьезоэлектрическая пленка в совокупности со звукопоглощающим пористым материалом, или умная пена, является идеальным устройством для снижения шума в салоне самолета.

Применение «умных» материалов в авиации не ограничивается только умной пеной [19]. Развитие технологий позволяет в настоящее время изготавливать композиционные материалы таким образом, что в состав конструкции входят «умные» элементы, с помощью которых можно вести мониторинг ее состояния. Подобная система (Smart Material Actuated Rotor Technology – SMART) была применена фирмой Боинг в летном эксперименте QTD2, что позволило снизить вибрации двигателя до 80% [20]. «Умные» элементы, внедренные в панель интерьера, как это показано в работе [21] также могут приводить к существенному снижению уровней звукового давления в области низких частот.

Тема развития технологий, имеющих отношение к снижению шума в салоне самолета весьма обширна. Так, здесь не было отмечено такое направление, как создание самолетов нового поколения с хвостовым расположением двигателей, что должно привести к существенному снижению шума в салоне. Такие концепции разрабатываются как в Америке, например, учеными Массачусетского технологического института – Hybrid Wing Body H-Series или Double Bubble D8, так и в Европе [22]. Подобный анализ выходит за рамки данной статьи, так как затрагивает общие проблемы развития авиации, гораздо более широкие, чем проблема снижения шума в салоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The future, by Airbus. Consumer report 2010. www.airbus.com
2. Rao M. D. Recent applications of viscoelastic damping for noise control in automobiles and commercial airplanes //J. of Sound and Vibration. – 2003. – Т. 262. – №. 3. – С. 457-474
3. Ashby M. F., Lu T. Metal foams: A survey //Science in China Series B: Chemistry. – 2003. – Т. 46. – №. 6. – С. 521-532
4. Scheffler, M., and Colombo, P. Cellular Ceramics: Structure, Manufacturing,Properties and Applications// Wiley-VCH, Weinheim, 2005
5. Aegerter M.A. et al. (eds.), Aerogels Handbook, Advances in Sol-Gel Derived Materials and Technologies, Springer Science+Business Media, LLC 2011, 932pp
6. Del Corso J.A. et all. Flexible Thermal Protection System Development for Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerators// 9th International Planetary Probe Workshop, 16-22 June 2012, Toulouse
7. Conroy J. F. T. et al. Evaluation of the acoustic properties of silica aerogels //MD (Am Soc Mech Eng). – 1999. – Т. 82. – С. 25-33
8. Nagahara H., Suginouchi T., Hashimoto M. P1M-8 Acoustic Properties of Nanofoam and its Applied Air-Borne Ultrasonic Transducers //Ultrasonics Symposium, 2006. IEEE. – IEEE, 2006. – С. 1541-1544
9. Forest L., Gibiat V., Hooley A. Impedance matching and acoustic absorption in granular layers of silica aerogels //J. of non-crystalline solids. – 2001. – Т. 285. – №. 1. – С. 230-235
10. Bolton J. S., Song J. Sound Absorption Characteristics of Membrane-Based Sound Absorbers// IN2003, pp.3881-3888, Seogwipo, Korea
11. Maury C. et al. Vibroacoustics of thin micro-perforated sound absorbers //Proceedings of ACOUSTICS 2012. – 2012. С. 965-969
12. Hannink M. H. C., Wijnant Y. H., Boer A. Optimised sound absorbing trim panels for the reduction of aircraft cabin noise/ Proceeding on ICSV-2004, C.1855-1862
13. Van Der Eerden F.J.M., Tijdeman H. Sound Absorption for a Predefined Frequency Range //Univ. of Twente, poster and presentation at first EM symposium, Rolduc, 1998
14. Elliott aviation. Active noise control in corporate aircraft. The world wide web,1999. ‘http:/www.elliottaviation.com’
15. Eatwell G. P. The use of the Silentseat in aircraft cabins //Proceedings of the 1st Conference on Recent Advances in Active Control of Sound and Vibration. Blacksburg, VA, USA. – 1991. – С. 302-310
16. Marant V. et al. Passive and active designs for noise and vibrations reduction in aircraft cabins// Acoustics 08 Paris, pp.3825-3828
17. Tan C. F., Chen W., Rauterberg G. W. M. Total design of low cost aircraft cabin simulator //. Design 2010, Cavtat, Croatia, 17-20 May 2010, pp. 1721-1728
18. Griffin J. R. The control of interior cabin noise due to a turbulent boundary layer noise excitation using smart foam elements// Thesis submitted to the Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, May 2006, Blacksburg, Virginia
19. Akhras G. Nano & Smart NDE Systems–Applications in Aerospace and Perspectives. 4th International Symposium on NDT In Aerospace 2012 – Tu.3.B.1
20. Straub F. K. et al. Smart material-actuated rotor technology–SMART //Journal of Intelligent Material Systems and Structures. – 2004. – Т. 15. – №. 4. – С. 249-260
21. Hirsch S. M. et al. Experimental study of smart segmented trim panels for aircraft interior noise control //Journal of sound and vibration. – 2000. – Т. 231. – №. 4. – С. 1023-1037
22. Agarwal R.K. (2012). Review of Technologies to Achieve Sustainable (Green) Aviation, Recent Advances in Aircraft Technology, Dr. Ramesh Agarwal (Ed.), ISBN: 978-953-51-0150-5, InTech, 544 p.

назад к содержанию

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКТИВНОГО ГАШЕНИЯ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ДИСКРЕТНЫХ ЧАСТОТАХ

Коротин П.И., Потапов О.А., Соков А.М., Фикс Г.Е., Фикс И.Ш., Циберев А.В.

Учреждение Российской Академии Наук Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород.

Email: potap052@hydro.appl.sci-nnov.ru

Для решения задач активного гашения звука (задач управления волновыми полями) разрабатывают и используют так называемые "интеллектуальные" покрытия, позволяющие управлять импедансом поверхности, окружающей источник звука, или область пространства, где необходимо обеспечить снижение интенсивности звука. Создание таких покрытий встречает существенные технические проблемы, что затрудняют их практическое внедрение. В работе применительно к задачам звукоизоляции установок, для которых основной вклад в общий уровень шума сосредоточен в низкочастотных дискретных спектральных компонентах, описана практическая реализация системы активного гашения (компенсации) звука во внешнем пространстве с уменьшением общего уровня излучения. Принцип работы системы можно назвать стандартным: создание поля, инверсного по отношению к полю, первичного источника излучения квазимонохроматических сигналов. Одной из особенностей системы является то, что измерительная и компенсирующая поверхности находятся в непосредственной близости. Инверсное поле создается с помощью системы актюаторов – управляемых излучателей, по сигналам приемников давления. Алгоритм компенсации заключается в следующем. По измеренному приемниками полю в некоторый момент времени, определяется величина напряжения, подаваемого на актюаторы (корректирующее воздействие), которое суммируется с "текущим" значением напряжения, и подается на актюаторы в следующий момент времени. Это воздействие происходит дискретно (в эксперименте – примерно один раз в секунду). Основой системы являлся управляемый многоканальный цифровой генератор, формирующий сигналы, подаваемые на актюаторы на нескольких дискретных частотах, выбранных для компенсации. Экспериментальные исследования эффективности системы проводились в акустической безэховой камере. Система компенсации конструктивно представляла собой 64 приемника давления, расположенных на сферической поверхности диаметром 1 метр и 30 излучателей расположенных на гранях куба вписанного в эту поверхность. Внутри находился первичный источник излучения. Для устранения влияния разного рода переотражений, неидентичности актюаторов, и т.д. предварительно производилась акустическая калибровка системы. Эффективность компенсации оценивалась по интегральному снижению поля на удаленной контрольной поверхности. Средняя величина компенсации уровня излучения на частотах диапазона 400…800 Гц составила примерно 10 дБ. Эксперименты подтвердили устойчивость работы системы компенсации по отношению к изменениям амплитуды и фазы излучения первичного источника и нестационарности его положения.

ВВЕДЕНИЕ.

Как известно, строгое решение задачи активного гашения волновых полей было впервые дано в работах Г.Д. Малюжинца, которые положили начало новому направлению в развитии методов активной компенсации [1]. Применительно к внешней задаче, схема активного гашения в формулировке Г.Д. Малюжинца следующая. Предполагаемая область расположения источника окружена замкнутой звукопрозрачной поверхностью, разделяющей все пространство на внешнюю и внутреннюю область, каждая из которых может содержать рассеивающие тела. Положим, что на этой поверхности равномерно размещены приемники давления – монополи и приемники колебательной скорости с моментами, ориентированными по направлению нормали. При соответствующей обработке сигналов такая поверхность будет обладать свойством однонаправленной поверхности Гюйгенса – принимать поле только с одной, в рассматриваемой постановке – с внутренней стороны, и не принимать поле от источников, расположенных с другой стороны этой поверхности. Приемная поверхность, в свою очередь, окружена звукопрозрачной излучающей поверхностью Гюйгенса (монопольные и дипольные излучатели). В таком случае, можно строго решить задачу активного гашения поля: по значениям поля на приемной поверхности сформировать поле излучения так, чтобы вне излучающей поверхности оно было равно

с обратным знаком полю внутренних источников, а внутри нее оно было бы равно нулю.

Заметим, что подавляющее большинство работ, посвященных активному гашению звука, являются теоретическими [2-6]. При практической реализации методов активного гашения, обеспечивающих, например, компенсацию поля первичных источников в заданной области трехмерного пространства, в сколько-нибудь общем случае, возникают существенные, часто непреодолимые трудности. Так, рассмотренная выше схема гашения не реализуема из-за целого ряда причин. В частности, необходимо знать соответствующие функции Грина, геометрию приемных и излучающих поверхностей, характеристики каналов связи и реальных приемников и излучателей, не являющихся звукопрозрачными (возникает проблема учета переотражений) и т.д. Кроме того, наличие акустической связи между излучателями и приемниками приводит к возможности самовозбуждения системы даже в отсутствие внутренних источников. Поэтому на практике, как правило, используют различные модификации метода, предпринятые с целью создания упрощенных систем активного гашения, учитывающие конкретную специфику задачи и используемые технические средства.

Далее будем рассматривать задачу компенсации уровня излучения источника в его дальней зоне во всех угловых направлениях (т.е. компенсацию активной компоненты мощности, излучаемой первичным источником) с использованием монопольных излучающих элементов, расположенных на поверхности, окружающей источник, и монопольных приемников, расположенные на поверхности, охватывающей излучатели. При такой схеме компенсации отсутствие дипольных приемных элементов не позволяющих факторизовать поле источников, не существенно, т.к. компенсируется поле от внутренних источников снаружи приемной поверхности; что при этом происходит с полем, порожденным внешними источниками будет зависеть от конкретного алгоритма компенсации. Отсутствие дипольных излучающих элементов приводит к тому, что на определенных частотах (называемых частотами внутренних резонансов поверхности [7]) некоторые компоненты поля источников не могут быть скомпенсированы. Так, например, в случае расположения излучателей на сферической поверхности компенсация монопольной компоненты поля излучения невозможна на частоте, для которой длина звуковой волны равна диаметру сферической поверхности и т.д. Справедливости ради отметим, что, скорее всего, нарушение симметрии поверхности расположения излучателей нивелирует этот эффект и приведет лишь к увеличению требуемых для компенсации амплитуд излучателей на отдельных частотах. Предполагается, что источники, создающие первичное поле, излучают монохроматические (или квазимонохроматические) сигналы. Такие задачи достаточно актуальны, например, при звукоизоляции установок, возбуждаемых вибрациями двигателей и компрессоров, у которых, как правило, основной вклад в общий уровень низкочастотного излучения сосредоточен в дискретных спектральных компонентах [8].

Основное внимание в работе уделено практической реализации системы компенсации и метода управления системой излучателей, создающих компенсирующее поле. Совокупность приемников, излучателей и управляющих элементов будем называть системой компенсации. Основой такой системы является управляемый многоканальный генератор, формирующий по заданному алгоритму монохроматические сигналы, подаваемые на излучатели на частотах дискретных спектральных компонент, которые должны быть известны или измерены до включения системы компенсации. По принципу управления система компенсации может быть отнесена к системам с разомкнутой обратной связью с управлением по отклонению [6].

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ.

Пусть область пространства, где могут быть расположены источники излучения (далее – первичные источники), окружена некоторой достаточно гладкой поверхностью S, на которой плотно распределены приемники давления: характерное расстояние между соседними приемниками много меньше длины волны. Требуется, используя данные с этих приемников, с помощью системы управляемых излучателей – актюаторов, также расположенных внутри поверхности S (далее называемой измерительной) – рис. 1, подавить поле первичных источников вне поверхности S в дальней зоне.

Рис. 1. Схема системы компенсации.

Решение задачи основано на известном интегральном преобразовании поля давления на замкнутой поверхности, охватывающей все источники излучения, и позволяющем рассчитать поле в любой точке пространства вне (снаружи) этой поверхности [7, 9]. Основная трудность решения задачи компенсации в приведенной постановке заключается в расчете функции Грина первой краевой задачи для поверхности S: в сколько-нибудь общем случае эти функции могут быть рассчитаны только численно, что требует значительных вычислительных ресурсов, предполагает детальное исследование вопросов сходимости и т.д. [7].

С другой стороны, можно решить несравненно более простую задачу, а именно, подавление поля излучения внутренних источников во всем пространстве снаружи измерительной поверхности. Формально такая постановка предполагает минимизацию поля на приемных элементах измерительной поверхности. Очевидно, что малость полного поля на измерительной поверхности, обеспечивает тем самым и малость поля в дальней зоне (или активной мощности, излучаемой системой). Обратное утверждение, в общем случае, не верно. Именно в такой постановке и будет решаться задача компенсации. Отметим, что по отношению к полю внешнего источника, расположенному снаружи измерительной поверхности, такая система будет полностью эквивалентна абсолютно мягкому рассеивателю.

Решение задачи компенсации будет производиться в следующих предположениях. Полагается, что приемники давления точечные с изотропной диаграммой направленности расположены равномерно на измерительной поверхности. Взаимным влиянием "излучателей" друг на друга пренебрегается. Это приближение соответствуют модели излучателей, у которых внутренний импеданс значительно превосходит внешнее сопротивление (реакцию среды). Таким условиям соответствуют, например, керамические излучатели вдали от резонансной частоты или излучающие элементы с большими внутренними потерями. В этом случае амплитуда излучателя, работающего в составе системы компенсации, прямо пропорциональна подведенному к нему напряжению. Поэтому далее будем ставить и решать задачу компенсации – вычисление амплитуд излучателей, обеспечивающих гашение (подавление, компенсацию) поля излучения первичных источников, относительно подводимых к излучателям напряжений. Для простоты, рассмотрение будет проведено для случая компенсации одной спектральной компоненты поля излучения на частоте $\omega = 2\pi F$.

Формализуем задачу. Введем вектор столбец $\mathbf{p}$, элементы которого – значения комплексной амплитуды давления (зависимость от времени пока опустим) на M приемных элементах системы: $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \mathbf{p}_a$, где элементы векторов $\mathbf{p}_0$, $\mathbf{p}_a$ описывают давления от первичного источника и актюаторов соответственно. Обозначим $\mathbf{u}$ – вектор, элементы которого есть амплитуды, подаваемых на актюаторы сигналов (напряжения) u_n, $n = 1, 2, \ldots N$. Тогда, учитывая принцип суперпозиции, связь между векторами $\mathbf{p}_a$ и $\mathbf{u}$ может быть записана в виде

$$\mathbf{p}_a = \mathbf{A}\mathbf{u} \ , \qquad (1)$$

где $\mathbf{A}$ – калибровочная матрица, элементы которой A_{mn} соответствуют значениям звукового давления на m-ом приемнике, когда а n-ый актюатор подается напряжение, равное единице. Например, для свободного пространства в случае, когда излучатели являются точечными монополями, с точностью до постоянного коэффициента преобразования $A_{mn} = [\exp(ikR_{mn})] / R_{mn}$, R_{mn} – расстояние между соответствующим актюатором и приемником, k – волновое число. Заметим, что требование монопольности актюаторов (в отличие от приемных элементов) может быть чрезмерным. По-видимому, вполне достаточно, чтобы актюаторы могли обеспечить возможность формирования поля на приемных элементах в достаточно широких пределах – направленность их излучения "учитывается" в результате процедуры калибровки. В общем случае, процедура калибровки – построение матрицы $\mathbf{A}$, в конечном итоге, позволяет учесть влияние как различных неоднородностей среды, переотражений и т.д., так и неидентичность актюаторов и каналов управления. Далее будем полагать, что число актюаторов не превосходит числа приемников $N \le M$.

Таким образом, поставленная задача компенсации сводится к нахождению вектора $\mathbf{u}$, минимизирующего функционал

$$\Phi(\mathbf{u}) = |\mathbf{p}_0 + \mathbf{A}\mathbf{u}|^2 \ , \qquad (2)$$

и, обеспечивающего тем самым минимум полного поля $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \mathbf{p}_a$. Решение этой задачи (минимум $\Phi(\mathbf{u})$) хорошо известно:

$$\mathbf{u} = -(\mathbf{A}^H \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^H \mathbf{p}_0 \ , \qquad (3)$$

где $\mathbf{A}^H$ – эрмитово сопряжение матрицы $\mathbf{A}$. Найденный вектор (3) представляет собой решение задачи компенсации в стационарном случае.

Перейдем к рассмотрению нестационарного случая, когда характеристики источника первичного поля: амплитуда, фаза, частота, его положение изменяются с течением времени, но значения элементов калибровочной матрицы сохраняются.

Будем полагать, что алгоритм работы системы компенсации следующий. Пусть до момента времени t_j на актюаторы подавалось напряжение $\mathbf{u}(t_j)$ и при этом измеренное поле на приемниках системы $\mathbf{p}(t_j)$. В момент времени t_j происходит коррекция (изменение) вектора напряжений: к имеющемуся вектору $\mathbf{u}(t_j)$ добавляется напряжение, вычисление в соответствии с (3), и вектор напряжений, подаваемый на излучатели, становится равным

$$\mathbf{u}(t_{j+1}) = \mathbf{u}(t_j) - (\mathbf{A}^H \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^H \mathbf{p}(t_j) \ . \qquad (4)$$

Естественно, что в начальный момент времени подаваемое напряжение равно нулю, а измеренное поле совпадает с полем давления от первичного источника $\mathbf{p}_0$. Вычисленное напряжение подается на излучатели до следующего момента времени коррекции t_{j+1}. В случае если характерные времена изменения характеристик источника первичного поля меньше промежутка времени между коррекциями T, то

система будет успевать подстраиваться под эти изменения. Последовательность операций управления системой компенсации следующая:

... – коррекция **u** – измерение параметров поля **p** – вычисление **u** – коррекция **u** ... .

Измерение параметров поля: амплитуды и фазы производится на частоте компенсации F_0 (не обязательно совпадающей с частотой излучения F) методом квадратур, затем найденные величины записываются в комплексном виде и используются для вычисления комплексных амплитуд напряжений (4), которые подаются на управляемый многоканальный генератор. Генератор согласно полученным значениям формирует монохроматические сигналы на частоте F_0 с соответствующими амплитудами и фазами, которые через усилитель подаются на излучатели. Отметим, что при таком способе формирования сигналов, подающихся на актюаторы, наличие акустической связи между ними и приемниками не приводит к самовозбуждению системы.

В заключение заметим, что, с одной стороны, время измерения амплитуды и фазы поля для получения значений с приемлемой точностью должно составлять несколько десятков периодов частоты F_0 (можно принять, что минимальное время измерения ~ 16 периодов). С другой стороны, большое время между коррекциями напряжений T приведет, при не совпадающих частотах излучения источника F и компенсации F_0, к ухудшению величины компенсации поля; промежуток времени T включает в себя время измерений, вычислений и релаксации (для исключения влияния переходных процессов и времени распространения на точность измерения параметров поля). Например, допустимое отличие частот, при котором величина компенсации в любой ситуации будет не хуже 20 дБ, не более $0.016/T$. Таким образом, точность определения (задания) частоты излучения или ее изменение во время работы системы компенсации, в идеальном случае, когда временем вычислений и релаксации можно пренебречь и время измерений минимально, не более $10^{-3}F_0$.

ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ КОМПЕНСАЦИИ

Конструктивно система компенсации представляла собой сферический каркас (радиус 0.46 м) из трубок, на котором спиральным образом расположены 64 приемных пьезокерамических элементов, имеющих в исследуемом диапазоне частот, практически изотропную диаграмму направленности. Расстояние между витками спирали и приемниками вдоль спирали ~ 0.2 м; на полюсах сферы приемники отсутствовали. Внутри сферы находился каркас куба из деревянных планок (длина ребра 0.57 м), к которым были прикреплены 30 излучателей (по два на каждое ребро и по одному в центре грани). В качестве излучателей (актюаторов) использовались высокочастотные динамики (тип – MYSTERY Jadoo MJ 2T). В среднем измеренный коэффициент преобразования по мощности (отношение излучаемой мощности к полной потребляемой мощности) таких динамиков на частоте 500 Гц составил примерно 10^{-5}, что вполне достаточно для соблюдения ранее сделанных приближений. Источник первичного поля (динамик) располагался внутри куба.

Для управления системой использовался компьютер, осуществляющий вычисление параметров (амплитуды и фазы) поля на приемных элементах, вычисление вектора напряжений и управление генератором через Ethernet-порт по протоколу TCP/IP. Генератор представлял из себя устройство, формирующее сигналы с двухканальной двусторонней широтно-импульсной модуляцией второго рода, которые после ключевых усилителей мощности подвергался низкочастотной фильтрации для избавления от интермодуляционных составляющих в их спектре. В конечном итоге,

получались сигналы с заданными (требуемыми) характеристиками: частота, амплитуда и фаза, которые и подавались на излучатели.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Испытания системы компенсации проводились в безэховой камере. Режим компенсации осуществлялся с использованием критерия минимальности поля на приемных элементах. В качестве контрольных величин использовались средние квадратичные значения давления, измеренного либо на измерительной поверхности $p_{\text{near}} = \|\mathbf{p}\|/\sqrt{M}$ ($\|\mathbf{p}\|$ евклидова норма вектора $\mathbf{p}$), либо в дальней зоне p_{far}. Полагалось, что амплитуды сигналов с приемников давления есть величина давления в месте их установки. Звуковое давление p_{far} измерялось 32 приемниками, расположенными на удалении 3.4 м от центра системы так, что "охватывался" угловой сектор $\Delta\varphi \approx 60^0$, $\Delta\theta \approx 33^0$. Исследования проводились на дискретных частотах в диапазоне 441 – 679 Гц с шагом примерно 12 Гц. При проведении экспериментов время измерения параметров сигналов с приемных элементов системы компенсации (определение амплитуды и фазы) составляло 0.67 с. Соответственно коррекция напряжений, с учетом времени вычислений и релаксации, осуществлялось раз в 1.34 с.

Измерения предварялись калибровкой системы на соответствующей частоте (определение элементов матрицы $\mathbf{A}$) путем поочередной подачи на актюаторы сигналов единичной амплитуды.

Отметим, что экспериментально полученные матрицы $\mathbf{A}$ существенно отличались от идеальных – рассчитанных для одинаковых точечных приемников и источников, расположенных в однородном пространстве при той же конфигурации системы. Охарактеризуем матрицу $\mathbf{A}$ величиной, равной давлению на измерительной поверхности в случая, когда на n-ый излучатель подается напряжение, равное единице: $p_{\text{near}}(n) = \sqrt{\sum_{m=1}^{M} |A_{mn}|^2}$. Теоретически величина отношения максимального значения $p_{\text{near}}(n)$ к минимальному значению для различных номеров излучателей, должна составлять 1.1 для любой частоты. Экспериментально измеренная средняя величина этого отношения в исследуемом диапазоне частот ~ 4, однако для некоторых частот максимальное значение $p_{\text{near}}(n)$ превышало минимальное значение в 10 и более раз. Такое поведение обусловлено, скорее всего, значительными отличиями амплитудно-частотных характеристик излучателей и переотражениями внутри системы.

Качественно устойчивость работы системы компенсации иллюстрируется рис. 2, на котором приведены временные зависимости давления на измерительной поверхности p_{near} и в дальней зоне p_{far} при различном изменении параметров источника. Данные для дальней зоны получены при использовании прямоугольного окна (длительность 2.5 с) и интерполированы кубическим сплайном.

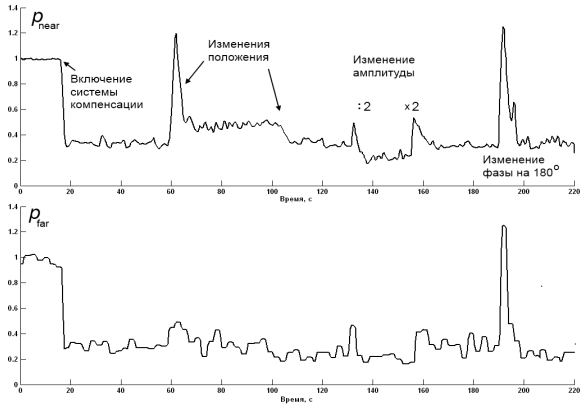


Рис. 2. Влияние изменения параметров источника на компенсацию.

Источник первичного поля излучал на частоте 477 Гц. Момент включения системы компенсации отчетливо виден на рисунке. Затем последовательно изменялось положение источника внутри системы (сначала импульсно, затем медленно), его амплитуда и фаза. Во-первых, отметим, что после переходных процессов, вызванных воздействиями на систему, зависимости значений давлений стабилизируются. Во-вторых, в случае изменения амплитуды или фазы излучения источника первичного поля, изменения величин давления на измерительной поверхности p_{near} и в дальней зоне p_{far} достаточно хорошо коррелируют. В случае изменения местоположения источника корреляция между p_{near} и p_{far} менее выражена. Например, это наличие всплеска в p_{near} в момент импульсного изменения положения излучателя и его отсутствие в дальнем поле. Этот всплеск был, по-видимому, обусловлен "вынужденным" механическим воздействием на отдельный приемный элемент в моменты изменения положения источника, что привело к большой амплитуде сигнала с этого приемника. Такое изменение сигнала для системы компенсации эквивалентно появлению высших пространственных гармоник в поле давления на измерительной поверхности, практически не вносящих вклада в дальнее поле. Соответственно их появление и компенсация не должна привести к изменениям дальнего поля, что и видно из рисунка. Незначительные изменения амплитуды сигналов при новых положениях источника вероятно связано с недостаточно плотным заполнением приемниками измерительной поверхности и сравнительно близким расположением к ней излучателей.

Качество работы системы компенсации можно оценить, сопоставив расчетные величины подавления поля на поверхности S, полученные по значениям измеренного давления первичного поля источника и матрицы калибровки $\mathbf{A}$, от непосредственно измеренных величин. В исследуемом диапазоне частот величина отличия расчетных значений от измеренных составила в среднем менее 0.3 дБ при СКО 0.2 дБ, что является достаточно хорошим показателем.

Перейдем теперь непосредственно к результатам экспериментальных исследований по измерению величины подавления. На каждой частоте было проведено пять серий экспериментов, включая измерения при различных положениях источника первичного поля внутри системы и ориентаций самой системы компенсации относительно приемников, расположенных в дальней зоне. На рис. 3 приведены значения подавления – отношение величин средних квадратичных значений давлений p_{near} либо p_{far}, измеренных до включения системы компенсации к тем же значениям, измеренным после включения системы, в дБ.

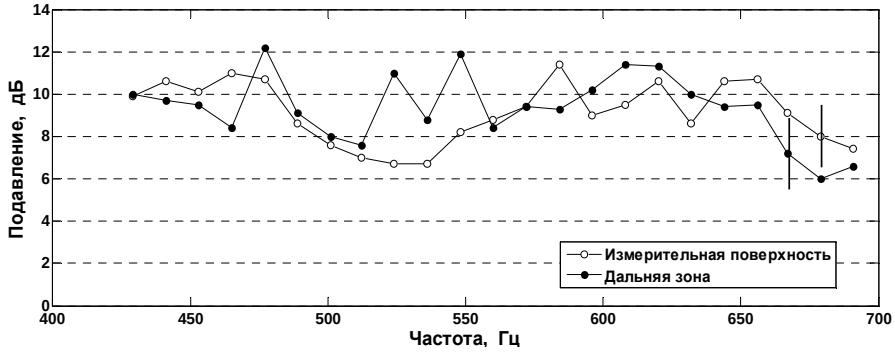


Рис. 3. Зависимость величины подавления от частоты.

Полученные сравнительно небольшие значения подавления, обусловлены, скорее всего, использованной в эксперименте конфигурацией системы компенсации (справа на графиках приведены соответствующие доверительные интервалы). В первую очередь, это близость расположения акюаторов к измерительной поверхности по сравнению с расстояниями между ближайшими приемниками.

На рис. 4 приведены результаты зависимости величины скомпенсированного поля на измерительной поверхности p_{near} для различных величин отличия частоты компенсации, равной 620 Гц, от частоты излучения $\Delta = F - F_0$ (конкретные значения Δ приведены на графике).

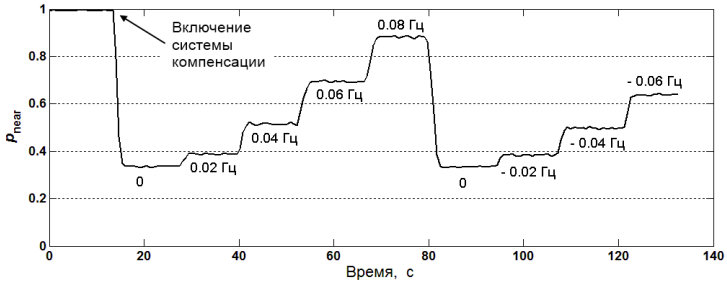


Рис. 4. Зависимости величины скомпенсированного поля при различных Δ.

Отчетливо видно, что после включения системы компенсации уровень поля на измерительной поверхности уменьшился примерно в 3 раза (частота излучения совпадала с частотой компенсации $\Delta = 0$). Далее (через каждые 13.4 с) частота излучения вначале увеличивалась с шагом 0.02 Гц, а затем, после возвращение в исходное состояние – уменьшалась с тем же шагом. Отметим, что в данном случае, допустимое отличие частот, при котором скомпенсированное поле изменится незначительно не более 0.012 Гц. Расчетные значения скомпенсированного поля при небольших величинах $|\Delta| =$ 0.02, 0.04 составили 0.37 и 0.47 соответственно, что удовлетворительно согласуются с полученными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные на разработанной и изготовленной системе компенсации экспериментальные исследования показали возможность использования предложенной схемы активного гашения для подавления поля тональных источников. Получено достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных величин подавления на измерительной поверхности. Экспериментальная исследования подтвердили устойчивость работы системы компенсации по отношению к изменениям параметров излучения первичного источника и его расположения внутри системы компенсации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федорюк М.В. О работах Г.Д. Малюжинца по теории волновых потенциалов //Тр. Акустического института. – 1971. – вып.15. – С. 169-179.
2. Арабаджи В.В. Безопорные источники одностороннего звукового излучения //Акуст. журн. – 2009. – Т. 55, № 1. – С. 104-116.

3. Бобровницкий Ю.И. Метод полного согласования для активного управления акустическим полем в помещении //Акуст. журн. – 2003. – Т. 49, № 6. – С. 731-737.
4. Бобровницкий Ю.И. Новое решение задачи об акустически прозрачном теле //Акуст. журн. – 2004. – Т. 50, № 6. – С. 751-755.
5. Бобровницкий Ю.И. Импедансная теория рассеяния звука: общие соотношения //Акуст. журн. – 2006. – Т. 52, № 5. – С. 601-606.
6. Власов А.И., Володин Е.А., Семенцов С.Г., Шахнов В.А. Электронные системы активного управления волновыми полями: тенденции и перспективы развития // Успехи современной радиотехники. – 2002. – №4. – С.3-22.
7. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. – 304 с.
8. Семенцов С.Г. Применение систем активного гашения с моделью передаточной функции для снижения шума медицинского оборудования и машин с ограниченным шумом //Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – 2008. – Т. 106. – С. 8-14.
9. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. – 512 с.

назад к содержанию

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ТРЕХСЛОЙНЫХ (ВОЗДУХ - УПРУГИЙ СЛОЙ – ВОДА) СРЕДАХ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫМИ И СТОХАСТИЧЕСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ ВИБРАЦИЙ.

Клячкин А.В.

ФГУП «Крыловский государственный научный центр», Санкт-Петербург

E-mail: A.V.Klyachkin@mail.ru

В работе исследуются акустические поля и их корреляции в трехслойной среде (воздух – упругий слой – вода), возбуждаемой различными детерминированными (точечная или линейная силы) и стохастическими (случайная система сил) источниками вибраций. Рассматриваются как безреберный, так и оребренный упругий слой при наличии внутренних потерь и гидроакустического покрытия. Получены в замкнутой интегральной форме как гидроакустические поля (поля давлений и колебательной скорости) в воде, так и их энергетические характеристики – среднеквадратичное давление, мощность, корреляция по давлению. Выполнены асимптотические оценки и численные расчеты; акцент сделан на исследование ближнего поля.

В работе исследуется гидроакустическое поле в воде, возникающее в результате возбуждения трехслойной среды (воздух-упругий слой-вода) вибрационными источниками, расположенными на границе упругого слоя с воздухом. Задачи со схожей проблематикой широко изучались различными авторами; их достаточно полное освещение выполнено в монографиях [1,2]. В рамках данной работы рассматривается трехслойная среда, бесконечно протяженная в горизонтальных направлениях. Физические процессы в данной модели – звуковые волны в воде и воздухе, и упругие (продольные и поперечные) волны в упругом слое – математически описываются соответственно уравнениями Гельмгольца (ниже предполагается гармоническая зависимость от времени, т.е. монохроматический источник) и уравнениями теории упругости. Воздушная и водная среды предполагаются идеальными (отсутствует диссипация) – поэтому на верхней и нижней границах упругого слоя используются по два граничных условия, обеспечивающие непрерывность давлений и нормальных скоростей при переходе через границу. Цель исследования – нахождение гидроакустических полей давления и колебательной скорости в воде по заданному пространственному распределению вибрационных источников на границе упругого слоя с воздухом. В силу линейности задачи и возможности использования фурье-преобразования по горизонтальным координатам поле давления в воде может быть представлено в виде

$$P_w(x,y,z,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y G_w(k_x,k_y;x,y,z,\omega)\hat{F}(k_x,k_y,\omega) \qquad (1)$$

В выражении (1) $G_w(k_x,k_y;x,y,z,\omega)$ - неизвестная функция Грина в воде (полностью описывающая свойства трехслойной среды), $\hat{F}(k_x,k_y,\omega)$ - фурье-образ заданного пространственного распределения вибрационных источников. Используя в качестве метода решения задачи (для нахождения функции Грина) метод интегрального преобразования Фурье, после громоздких выкладок получим(подробности в [3,4]):

А) для трехслойной системы с упругим слоем без ребер функция Грина в воде:

$$G_w\left(k_x,k_y;x,y,z,\omega\right) = \frac{1}{2}e^{i\left[k_x x+k_y y+\sqrt{k_w^2-k_x^2-k_y^2}(z-h)\right]}K_{pass}\left(k_x,k_y,\omega\right) \qquad (2)$$

$$K_{pass} = \frac{2Z_w\left(Z_{sym} - Z_{ass}\right)}{\left(Z_{ass} + Z_{sym}\right)\left(Z_w + Z_a\right) + Z_{ass}Z_{sym} + 4Z_wZ_a} \quad (3)$$

$$K_{refl} = \frac{\left(Z_{ass} + Z_{sym}\right)\left(Z_w + Z_a\right) + Z_{ass}Z_{sym} - 4Z_wZ_a}{\left(Z_{ass} + Z_{sym}\right)\left(Z_w + Z_a\right) + Z_{ass}Z_{sym} + 4Z_wZ_a} \quad (4)$$

– коэффициенты прохождения и отражения для плоской волны из воздуха через упругий слой в воду; введены импедансы антисимметричных Z_{ass} и симметричных Z_{sym} колебаний упругого слоя, импедансы воды Z_w и воздуха Z_a. Зная функцию Грина, можно в замкнутой интегральной форме найти все полевые и энергетические (мощность, излученную в воду, среднеквадратичное давление, корреляционные функции) характеристики.

Б) для трехслойной системы с оребренным упругим слоем функция Грина в воде имеет вид:

$$G_w\left(k_x, k_y; x, y, z, \omega\right) = \frac{1}{2}e^{i\left[k_x x + k_y y + \sqrt{k_w^2 - k_x^2 - k_y^2}(z-h)\right]}K_{pass}\left(k_x, k_y, \omega\right)K_{rib}\left(k_x, k_y, \omega\right). \quad (5)$$

Здесь $K_{rib}\left(k_x, k_y, \omega\right)$ - коэффициент влияния ребер на физические свойства трехслойной модели. В силу его громоздкости явное выражение для него приведем для случая возбуждения упругого слоя точечной силой при учете только продольных колебаний ребра:

$$K_{rib}(k_x, k_y, \omega) = 1 - \frac{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(i\frac{2n\pi x_0}{a})\frac{1 - K_{refl}(k_{xn}, k_y, \omega)}{Z_a(k_{xn}, k_y, \omega)}}{\frac{2a}{Z_f^r(k_y, \omega)} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{1 - K_{refl}(k_{xn}, k_y, \omega)}{Z_a(k_{xn}, k_y, \omega)}} \quad (6)$$

Здесь $k_{xn} = k_x - \frac{2n\pi}{a}$; a – расстояние между ребрами; n - номер ребра; $Z_f^r(k_y, \omega)$ - импеданс ребра при продольных колебаниях, x_0 - точка приложения силы.

При наличии ГАП функциональный вид функций Грина (2), (5) не изменяется; однако при этом усложняются выражения (3-4) для коэффициентов прохождения и отражения – они начинают зависеть от импедансов покрытия.

С помощью функций Грина найдем энергетические характеристики акустического поля в воде.

А) удельная мощность, излучаемая в воду:

$$W_w^p = \frac{\pi^2}{2}\iint\limits_{k^2 \le k_w^2} dk_x dk_y \frac{\left|K_{pass}\right|^2\left|K_{rib}\right|^2}{Z_w}\left|\hat{F}(k_x, k_y, \omega)\right|^2 \quad (7)$$

В частном случае возбуждения упругого слоя точечной силой F_0 из (7) получим:

$$W_w^p = \frac{\left|F_0\right|^2}{32\pi^2}\iint\limits_{k^2 \le k_w^2} dk_x dk_y \frac{\left|K_{pass}\right|^2\left|K_{rib}\right|^2}{Z_w} \quad (8)$$

При возбуждении упругого слоя линейной силой F_0 из (7) следует:

$$W_w^l = \frac{|F_0|^2}{16\pi}\int\limits_{-k_w}^{k_w} dk_x \frac{\left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2}{Z_w} \tag{9}$$

Б) Среднеквадратичное давление в воде:

$$\left|P_w(x,y,z,t)\right| = \frac{1}{\sqrt{2}}\left|P_w\left(x,y,z,\omega\right)\right| = \frac{1}{\sqrt{2}}\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y G_w(k_x,k_y;x,y,z,\omega)\hat{F}(k_x,k_y,\omega)\right| \tag{10}$$

В) Нормированная корреляционная функция по давлению в воде:

$$r_w^{pp}\ (l_x,l_y,l_z,\omega) = \frac{I_1(l_x,l_y,l_z,\omega)+I_2(l_x,l_y,l_z,\omega)}{I_1(l_x=0,l_y=0,l_z,\omega)+I_2(l_x=0,l_y=0,l_z,\omega)} \tag{11}$$

$$I_1(l_x,l_y,l_z,\omega) = \iint\limits_{k^2\le k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 e^{i[k_x l_x + k_y l_y + \sqrt{k_w^2-k^2}\,l_z]}\left|\hat{F}(k_x,k_y,\omega)\right|^2 \tag{12}$$

$$I_2(l_x,l_y,l_z,\omega) = \iint\limits_{k^2\ge k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 e^{i[k_x l_x + k_y l_y]-\sqrt{k^2-k_w^2}\ (l_z+2(z-h))}\left|\hat{F}(k_x,k_y,\omega)\right|^2 \tag{13}$$

В случае возбуждения упругого слоя стохастической системой источников вибраций возникает однородное случайное поле поверхностных сил, имеющее коррелятор вида:

$$\langle F(x,y,\omega)F^*(x',y',\omega)\rangle = \left\langle f^2\right\rangle K_f(x-x',y-y',\omega) \tag{14}$$

Угловые скобки здесь и далее означают усреднение по ансамблю реализаций.

Используя найденные функции Грина, найдем энергетические характеристики акустического поля в воде, возникающего под действием случайного поля поверхностных сил.

Г) удельная мощность, излучаемая в воду:

$$\left\langle q_{zw}^{st}\right\rangle = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\langle P_w V_{zw}^*\right\rangle = \frac{\left\langle f^2\right\rangle}{8}\iint\limits_{k^2\le k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 \frac{\hat{K}_f(k_x,k_y,\omega)}{Z_w} \tag{15}$$

Д) Среднеквадратичное давление в воде:

$$\sqrt{\left\langle P_w^{st2}(x,y,z,t)\right\rangle} = \frac{\sqrt{\left\langle f^2\right\rangle}}{2\sqrt{2}}\left[\begin{array}{l}\left[\iint\limits_{k^2\le k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 \hat{K}_f(k_x,k_y,\omega) + \right. \\ \left. + \iint\limits_{k^2\ge k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 e^{-2\sqrt{k^2-k_w^2}\ (z-h)}\hat{K}_f(k_x,k_y,\omega)\right]^{\frac{1}{2}}\end{array}\right. \tag{16}$$

Д) Нормированная корреляционная функция по давлению в воде:

$$r_w^{ppst}\ (l_x,l_y,l_z,\omega) = \frac{I_1^{st}(l_x,l_y,l_z,\omega)+I_2^{st}(l_x,l_y,l_z,\omega)}{I_1^{st}(l_x=0,l_y=0,l_z,\omega)+I_2^{st}(l_x=0,l_y=0,l_z,\omega)} \tag{17}$$

$$I_1^{st}(l_x,l_y,l_z,\omega) = \iint\limits_{k^2\le k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 e^{i[k_x l_x + k_y l_y + \sqrt{k_w^2-k^2}\,l_z]}\hat{K}_f(k_x,k_y,\omega) \tag{18}$$

$$I_2^{st}(l_x,l_y,l_z,\omega)=\iint\limits_{k^2\geq k_w^2} dk_x dk_y \left|K_{pass}\right|^2 \left|K_{rib}\right|^2 e^{i[k_x l_x+k_y l_y]-\sqrt{k^2-k_w^2}\,(l_z+2(z-h))}\hat{K}_f(k_x,k_y,\omega) \qquad (19)$$

Для иллюстрации различного влияния реберного набора в зависимости от частоты вибрационного источника были выполнены численные расчеты для тонкой упругой пластины, отделяющей вакуум от воды. В качестве источника вибраций рассматривалась линейная сила, действующая со стороны вакуума в одном случае на пластину без ребер, а в другом случае, действующая на ребро пластины с бесконечным периодическим реберным набором. Для простоты не учитывались изгибные колебания ребер и симметричные (продольные) колебания пластины; коэффициент внутренних потерь η в материале пластины изменялся в расчетах от 0 до 0.1. Результаты расчетов для частотной (нормированной на критическую частоту f_{cr}) зависимости удельной (на единицу длины ребра) мощности (W_r), излученной в воду оребренной пластиной, нормированной на удельную мощность (W), излученную пластиной без ребер, показана на Рис.1(слева – для низких частот, справа – для высоких частот; η=0.01) и Рис.2(слева – для низких частот, справа – для высоких частот; η=0.1).

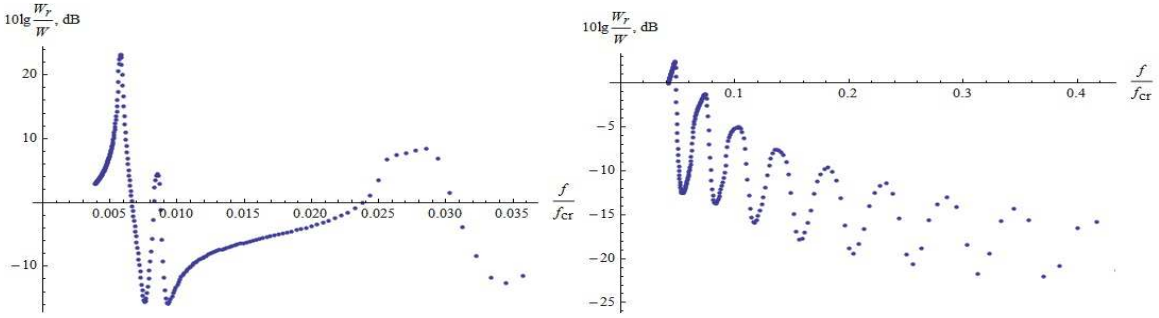


Рис.1. Зависимость излучаемой в воду мощности от частоты (слева – для низких частот, справа – для высоких частот). Коэффициент внутренних потерь η=0.01

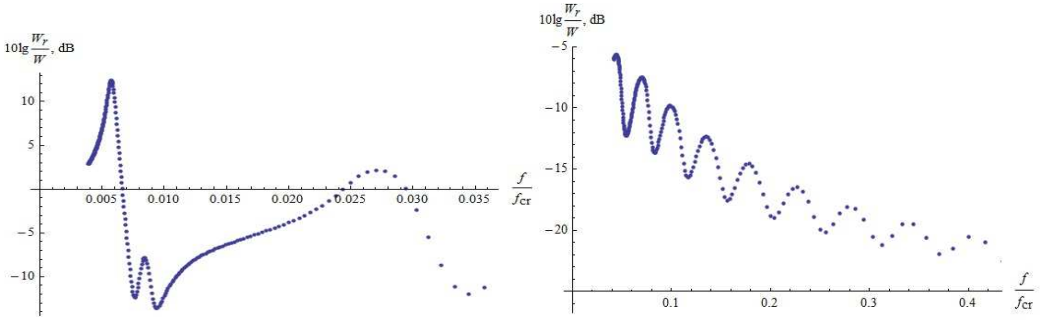


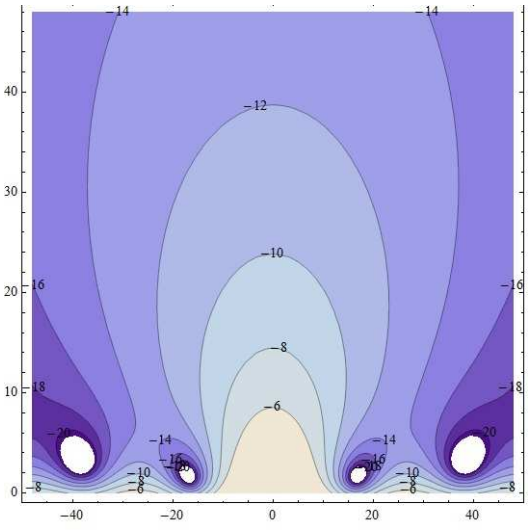
Рис.2. Зависимость излучаемой в воду мощности от частоты (слева – для низких частот, справа – для высоких частот). Коэффициент внутренних потерь η=0.1

Из Рис.1 (η=0.01) видно, что влияние ребер приводит наряду с существенным уменьшением излучения в воду на высоких частотах к появлению частотных интервалов (на низких частотах), в которых излучение оребренной пластины

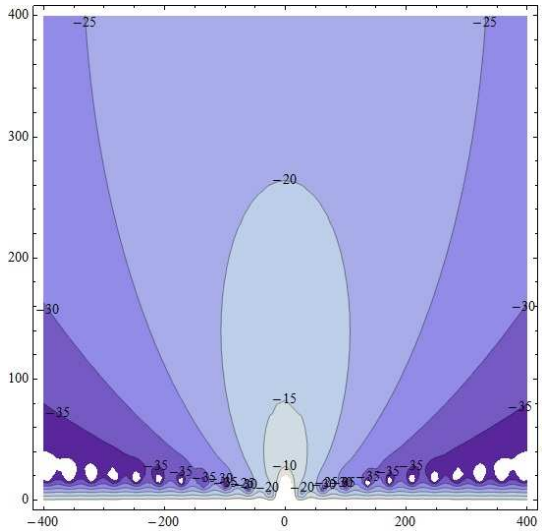
значительно возрастает(по сравнению с неоребренной пластиной). Из рис.2 видно, что при увеличении внутренних потерь до η=0.1 остаются только два частотных интервала, в которых излучение оребренной пластины возрастает; при этом рост существенно ниже, чем при меньших потерях. Расчеты были выполнены также для значений коэффициента внутренних потерь η=0.001; η=0.0001 и η=0. Выяснилось, что уменьшение коэффициента η ниже значения 0. 01 не приводит ни к качественным, ни к значительным количественным изменениям в характере частотной зависимости мощности, излученной пластиной в воду.

Для анализа пространственного распределения среднеквадратичного давления в воде был выполнен численный расчет для различных частот как для безреберной, так и для оребренной пластин. Для безреберной пластины значения среднеквадратичного давления в воде в рассматриваемой точке нормировались на значения среднеквадратичного давления в точке, расположенной на пересечении линии действия силы с верхней границей пластины. Значения пространственных координат нормировались на критическую длину волны (соответствующую критической частоте в воде). Результаты расчетов показаны на Рис.3а (для f_{cr}/f =4), Рис.3б (для $f_{cr}/f = 32$)и Рис.3в(для $f_{cr}/f = 256$). Числовые значения на линиях уровня соответствуют значению $20\lg\dfrac{|P|}{|P_0|}$, дБ.

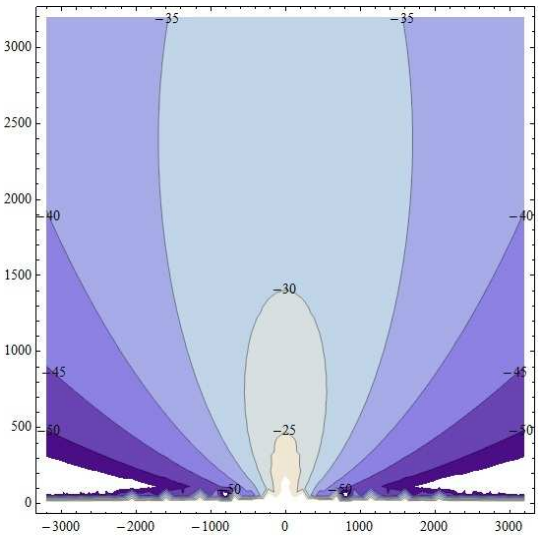
Числовые значения по оси абсцисс соответствуют безразмерному критическому волновому расстоянию ($k_{wcr}x$); точка приложения силы соответствует точке $(x=0, z=-h)$, находящейся на нижней грани пластины. Числовые значения по оси ординат соответствуют безразмерному критическому волновому расстоянию ($k_{wcr}(z-h)$) от верхней грани пластины. Из представленных на Рис.3а и 3б зависимостей уровня среднеквадратичного давления от пространственных координат ясно видны две области в пространстве, отделенные друг от друга областью звукового минимума (акустической тени). Первая область характеризуется (в основном) дипольным видом распределения уровней давления в воде, что соответствует асимптотическому решению (1-3) методом перевала, или с точки зрения физики – главному члену в дальней зоне при использовании приближения геометрической оптики. Вторая область сконцентрирована вблизи верхней поверхности пластины, что соответствует наличию поверхностной волны, распространяющейся вдоль пластины и математически обусловленной вычетами подынтегрального выражения (нулями знаменателя коэффициента прохождения $K_{pass}\left(k_x, k_y, \omega\right)$). Пространственное распределение уровней среднеквадратичного давления в воде, изображенное на Рис.3а и имеющее области акустической тени вблизи пластины, качественно совпадает с подобным расчетом, выполненным в одной из первых работ по этой тематике [5] для пластины, граничащей с двух сторон с водой для частоты f_{cr}/f =4.82



а) f_{cr}/f =4



б) $f_{cr}/f = 32$



в) $f_{cr}/f = 256$

Рис.3. Пространственное распределение уровней среднеквадратичного давления в воде

Для выяснения влияния ребер на пространственное распределение уровней среднеквадратичного давления в воде и в силу существенного роста мощности излучения в воду в определенных частотных интервалах был выполнен численный расчет для частот (f_{cr}/f =4, $f_{cr}/f = 175-$ соответствует основному максимуму в излученной мощности). Коэффициент внутренних потерь при расчетах принимался η=0.01. Значения среднеквадратичного давления для оребренной пластины в рассматриваемой точке нормировались на значения среднеквадратичного давления для пластины без ребер в той же точке; значения пространственных координат нормировались на критическую длину волны (соответствующую критической частоте в воде). Результаты расчетов показаны на рис.2 (слева для $f_{cr}/f = 175$, справа для $f_{cr}/f = 4$). Числовые значения на линиях уровня соответствуют значению $20\lg\frac{|P_{rib}|}{|P|}$, дБ.

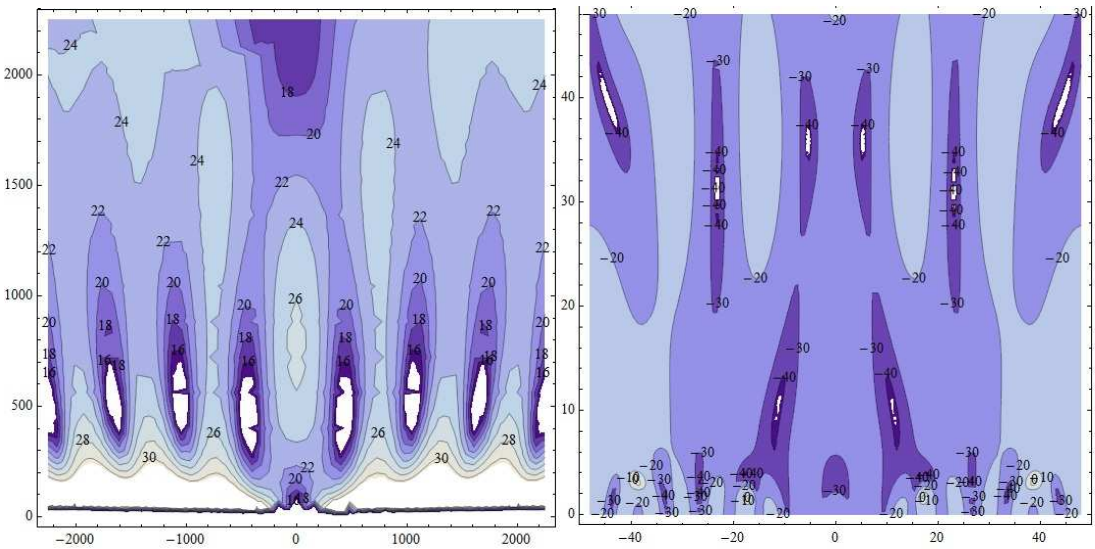


Рис.4. Пространственное распределение уровней среднеквадратичного давления (слева –для основного резонансного максимума при $f_{cr}/f = 175$, *справа для* $f_{cr}/f = 4$).

Из представленных рисунков видно, что если на высоких частотах реберный набор практически везде приводит к существенному подавлению излучения в воду, то в области резонансного максимума картина пространственного распределения среднеквадратичного давления меняется на противоположную – практически везде наблюдается существенный рост уровней давления за счет наличия ребер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романов В.Н., Иванов В.С. Излучение звука элементами судовых конструкций. СПб.: Судостроение, 1993. - 208с.
2. Ионов А.В. Аналитические методы оценки акустической эффективности слоистых структур. ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, СПб. 2009. – 244с.
3. Клячкин А.В. Расчет гидродинамических полей давления и колебательной скорости в МБП ПТС на основе трехслойной модели (вода - упругий слой - воздух) при наличии вибрационных помех. Труды 9 всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб., Наука, 2008. – С.245-251
4. Клячкин А.В. Алгоритмы расчета корреляций полей давления и колебательной скорости в междубортном пространстве подводных транспортных средств (МБП ПТС). Труды 10 всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб., Наука, 2010. – С.353-356
5. Плахов Д.Д. Прохождение акустической волны сквозь многослойную пластину, подкрепленную ребрами жесткости. Акустический журнал, 1968, т.14, вып.1. - С.90-94.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НОВЫХ ВИБРОДЕМПФИРУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И СПОСОБОВ КРЕПЛЕНИЯ ПАНЕЛИ ИНТЕРЬЕРА НА ЗВУКОИЗОЛИРУЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ ФЮЗЕЛЯЖНОЙ ПАНЕЛИ

Зверев А.Я., Черных В.В.

ФГУП ЦАГИ (Московский комплекс), г. Москва

E-mail: zverev@dubna.ru

Проведен ряд поисковых экспериментальных исследований по увеличению звукоизолирующей способности фюзеляжной панели. Определены оптимальные варианты размещения вибродемпфирующих материалов на фюзеляжной конструкции с точки зрения снижения шума в салоне самолёта. Получены результаты, демонстрирующие существенное увеличение звукоизолирующей способности фюзеляжной панели при определённом способе крепления панели интерьера в широком диапазоне частот. Отработаны методики проведения таких исследований в реверберационных камерах.

В последнее время появилось множество звуко-вибро-поглощающих материалов для улучшения акустического комфорта салонов современных пассажирских самолётов. Значимые результаты получены в пионерских теоретических и экспериментальных работах по оценке эффективности использования вибропоглощающих материалов А.С. Никифоровым [1], Б.Д. Тартаковским [2-4] и др. ещё в конце 50-ых и в течение 60-ых годов. Новые материалы обладают, как правило, нелинейными свойствами, и дать оценку их эффективности по увеличению звукоизолирующей способности фюзеляжной конструкции, а тем более при их совместном использовании, расчётным путём не представляется возможным. Это относится и к выбору оптимального способа крепления панели интерьера к фюзеляжной конструкции. Решение задач оптимального использования звукопоглощающих и вибропоглощающих материалов и их рационального расположения на фюзеляжной конструкции (комбинации этих материалов), а также способа крепления панели интерьера можно получить только в эксперименте. Такие работы были проведены в реверберационных камерах акустического стенда АК-11 (г. Дубна, Московская обл.).

АКУСТИЧЕСКИЙ СТЕНД

Экспериментальные исследования проводились в реверберационных камерах акустического стенда АК-11 [5]. Акустический стенд (Рис. 1) состоит из 3-х смежных звукомерных камер, одной заглушенной камеры (ЗК) с объёмом свободного пространства 750 м³ и двух реверберационных камер (РК1 и РК2) с соответствующими объёмами 210 м³ и 220 м³. Три камеры последовательно соединены двумя проёмами 2,8×2,1 м, которые позволяют испытывать панели летательных аппаратов размерами 1,5×1,5 м и 2,2×1,5 м путём установки их в специальные кассеты и вставки.

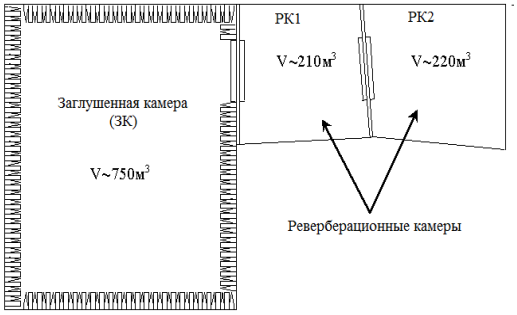
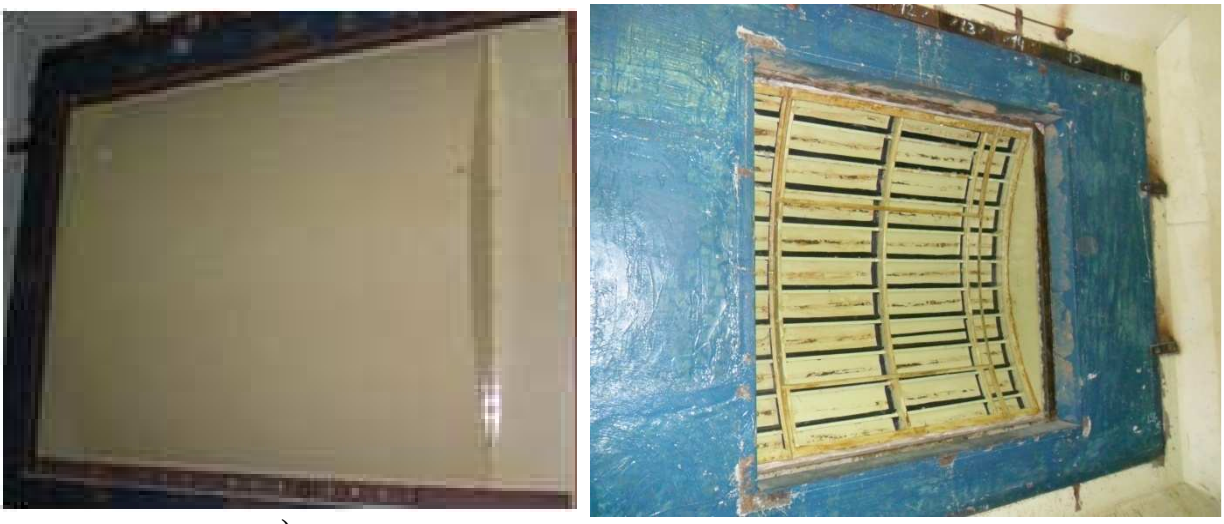


Рис. 1. Схема звукомерных камер акустического стенда АК-11

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В экспериментальных исследованиях использовалась типовая самолётная панель (Рис. 2), подкреплённая стандартным силовым набором – шпангоутами и стрингерами. Излучающая поверхность панели соответствовала проёму между реверберационными камерами (1,5×1,5 м).



а) б)

Рис. 2. Вид типовой самолётная панель со стороны РК1 (а) и РК2 (б)

ВИБРОПОГЛАЩАЮЩИЙ МАТЕРИАЛ

В экспериментальных исследованиях использовался вибропоглощающий материал с армирующим слоем. Материал состоит из вибропоглощающего слоя термопластичного полиуретана толщиной 1,5 мм и армирующего слоя из алюминиевого сплава толщиной 0,5 мм. Поверхностная плотность вибропоглощающего материала составляет 2,8 кг/м². Коэффициент механических потерь вибропоглощающего материала, наклеенного на подложку из алюминиевого сплава размером 80×10×1 мм, определённый по методу динамического механического анализа в условиях трёхточечного изгиба при t=20°C и частоте 100 Гц, составляет 0,19. Модуль Юнга – $0{,}85\times10^{8}$ Н/м². Для проведения исследований были использованы опытные образцы вибропоглощающего материала в виде полосок шириной 20 мм (массой ~25 г каждая) и шириной 40 мм (массой ~50 г каждая). Длина полосок составляет примерно 470 мм.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ

В экспериментальных исследованиях применялась стандартная методика по определению звукоизолирующей способности ограждающих конструкций методом реверберационных камер. В реверберационной камере РК1 всенаправленным источником звука создавалось диффузное звуковое поле в широкой полосе частот 50 Гц – 6,4 кГц. Уровни звукового давления регистрировались 5-ю микрофонами в РК1 и 5-ю микрофонами в камере РК2 в 1/3 – октавных полосах частот со среднегеометрическими полосами: 100 Гц – 6,4 кГц.

Перед началом испытательных работ с полосками вибропоглощающего материала была определена звукоизолирующая способность «голой» панели (рис. 2б). Потом была проведена целая серия работ по оценке эффективного размещения вибропоглощающих полосок на структурных элементах панели: шпациях, стрингерах, шпангоутах. Полоски наклеивались на шпации (вдоль стрингеров, по центру шпаций), наклеивались на поверхности стрингеров, на поверхности шпангоутов (как на верхнюю

полку шпангоута, так и сбоку), а также изучались варианты комбинации таких расположений полосок. В этой же серии работ выполнены варианты крепления полосок к шпации на относе, при этом вибропоглощающая полоска клеилась на пенопластовый брусок и такая конструкция клеилась на шпацию. Для полосок шириной 20 мм поперечное сечение бруска составило 20×10 мм, а для полосок шириной 40 мм - 40×25 мм и 40×50 мм. Удельный вес пенопласта приблизительно составил 23 кг/м³.

Эффект применения вибропоглощающих полосок оценивался как разность звукоизолирующей способности панели с полосками и «голой» панели.

В испытаниях по оценке способов крепления панели интерьера к фюзеляжной конструкции использовалась та же типовая самолётная панель, но поверхность панели (кроме области панели интерьера) была закрыта звукопоглощающим материалом и резиной толщиной 15 мм (Рис. 3). Масса панели интерьера 1,9 кг, площадь панели 1×0,755 м (поверхностная масса ≈2,5 кг/м²). Были испробованы разные способы крепления панели интерьера к фюзеляжной конструкции, а именно, устанавливалась жёсткая связь со шпангоутом, жёсткая связь со стрингером, панель интерьера поддерживалась окаймляющей её резиной и другие способы крепления. В каждом таком варианте оценивалась звукоизолирующая способность конструкции.

Рис. 3. Вид типовой самолётной панели с панелью интерьера и без неё со стороны РК2

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В таблице 1 представлено описание некоторых вариантов испытаний фюзеляжной панели с применением вибропоглощающего материала (ВПМ). Всего было проведено более полусотни испытаний.

Таблица 1. Варианты испытаний

Вариант	**Описание**
№ 1	Широкие полоски (40 мм) ВПМ размещены по центру шпаций с помощью скотча
№ 2	Широкие полоски ВПМ размещены по центру шпаций с помощью клея. Испытания проводились при «сыром» клее
№ 3	Широкие полоски ВПМ размещены по центру шпаций с помощью клея. Испытания проводились, когда клей высох (через сутки)

№ 4	Снята широкая полоска. К центру узкой полоски ВПМ (20 мм) приклеен брусок из пенопласта размером 10×10×20 мм. Такие конструкции приклеивались к центрам шпаций через брусок (Рис. 4а)
№ 5	Аналогичен варианту № 4 с добавлением пенопластовых брусочков по краям узкой полоски ВПМ. Крайние брусочки также приклеивались к шпации (Рис. 4б)
№ 6	Снята предыдущая конструкция ВПМ. К широким полоскам ВПМ на скотч наклеены бруски из пенопласта 40×25×470 мм. Эти конструкции прикреплены на скотче к центрам шпаций
№ 7	Снята предыдущая конструкция ВПМ. К широким полоскам ВПМ на скотч наклеены бруски из пенопласта 40×50×470 мм. Эти конструкции прикреплены на скотче к центрам шпаций (Рис. 4в)
№ 8	Снята предыдущая конструкция ВПМ. Широкие полоски ВПМ размещены по центру шпаций с помощью клея. Поверх полосок ВПМ на скотч крепилась конструкция ВПМ (Рис. 4г)
№ 9	Снята предыдущая конструкция ВПМ. По центрам шпаций наклеены широкие полоски ВПМ друг на друга

На рис. 4 визуализированы отдельные конструкции ВПМ, описанные в вышеприведённой таблице.

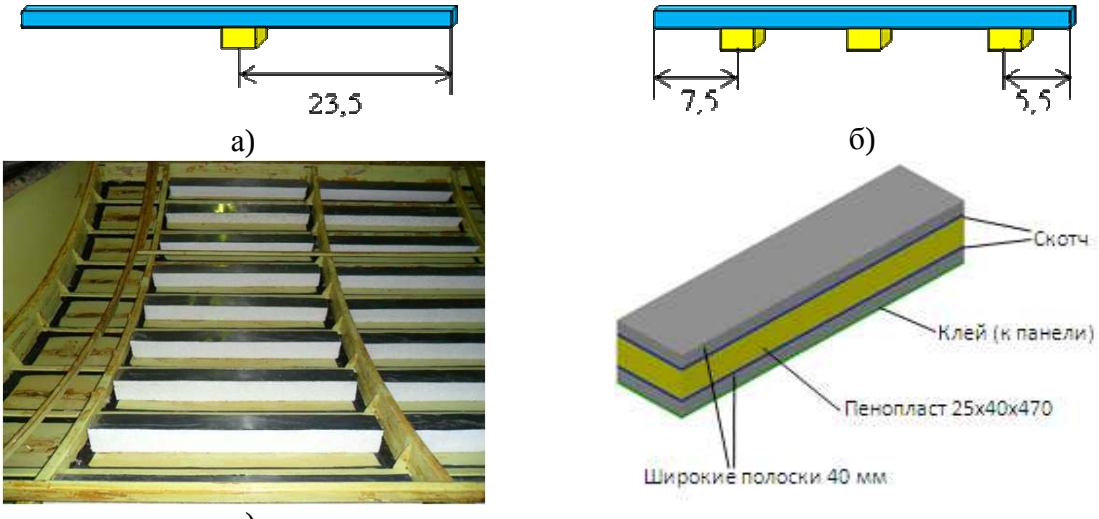


Рис. 4. Схемы конструкций ВПМ

На рис. 5 показаны эффекты увеличения звукоизолирующей способности бортовой фюзеляжной конструкции при применении вибропоглощающего материала. Из рисунка видно, что звукоизолирующую способность испытываемой панели можно увеличить в наиболее проблематичном диапазоне частот 160 Гц – 800 Гц на 2 – 4 дБ (варианты № 3, 6-9). Этот рисунок иллюстрирует влияние «клеевой основы» (варианты № 1-3) на изменение звукоизолирующей способности фюзеляжной конструкции. Для оценки эффектов изменения звукоизолирующей способности фюзеляжной конструкции при применении вибропоглощающего материала можно не ждать высыхания клея (варианты № 2, 3). Этот факт может увеличить скорость проведения измерений. В этом случае ошибка не превосходит 0,5 дБ во всём исследуемом диапазоне частот.

Несколько большая ошибка наблюдается при креплении ВПМ на скотч (вариант № 1) в области низких и высоких частот, но характер поведения зависимости остаётся тем же самым.

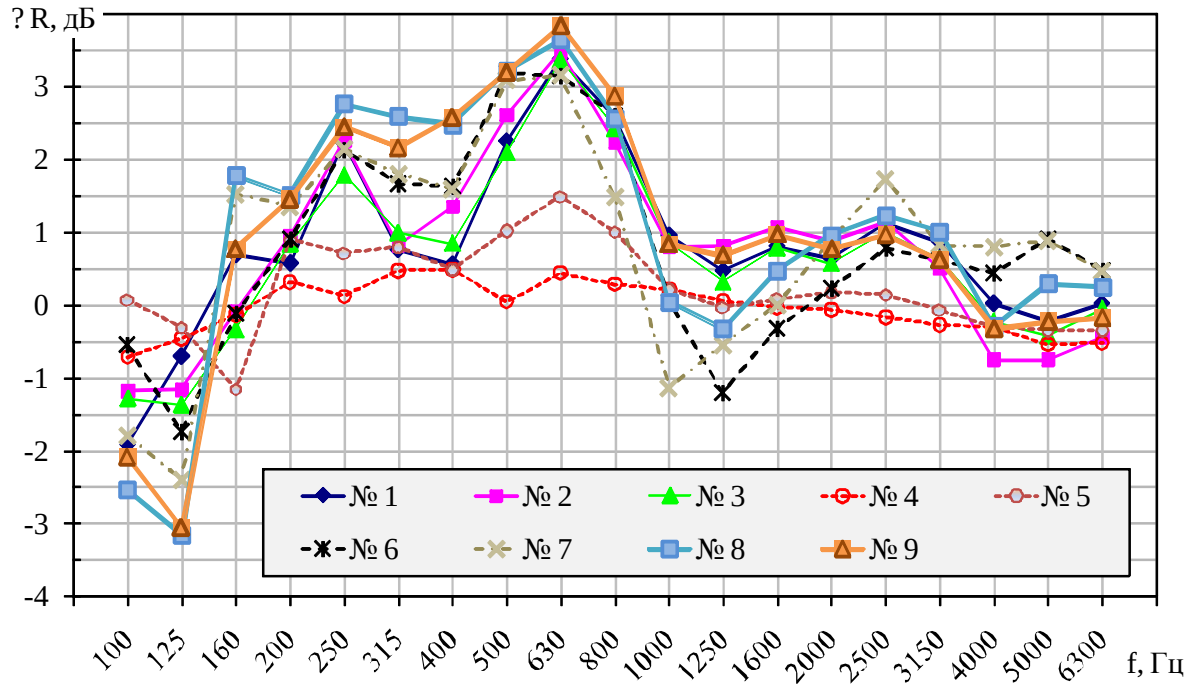


Рис. 5. Эффекты увеличения звукоизолирующей способности бортовой конструкции при применении вибропоглощающих полосок

По результатам этой серии испытаний по критерию «минимальная дополнительная масса – максимальная звукоизолирующая способность конструкции» можно определить оптимальный вариант размещения вибродемпфирующих материалов на фюзеляжной конструкции – № 7 (размещение полоски ВПМ на пенопластовом бруске с поперечным сечением 40×50 мм). Эффект увеличения звукоизолирующей способности конструкции в сравнении с вариантом № 3 (размещение полоски ВПМ на шпации) в области низких частот можно объяснить [3] эффектом увеличения жёсткости на изгиб конструкции «шпация – конструкция ВПМ». Сравнивая вариант № 7 с вариантом № 6 (размещение полоски ВПМ на пенопластовом бруске с поперечным сечением 40×25 мм – высота размещения ВПМ 25 мм), можно видеть, что в области низких частот 160 Гц и 200 Гц размещение ВПМ на высоте 50 мм является более предпочтительным. Похожие выводы об оптимальном размещении ВПМ по высоте (на относе) были сделаны в работе [3], но с использованием других конструкций и материалов.

На рис. 6 показан эффект увеличения звукоизолирующей способности фюзеляжной бортовой конструкции при разных способах крепления панели интерьера. На рисунке представлена разница звукоизолирующих способностей бортовой конструкции для таких способов крепления.

Этот вариант экспериментальных исследований соответствует случаю, когда панель интерьера жёстко связана в одной точке со шпангоутом (центр панели интерьера) и панель поддерживается окаймляющей её резиной. Этот рисунок демонстрирует то, что при определённом способе крепления панели интерьера к фюзеляжной конструкции можно добиться заметного увеличения звукоизолирующей способности конструкции в широком диапазоне частот 100 Гц – 2000 Гц. Отсутствие эффекта увеличения звукоизолирующей способности в полосе 160 Гц объясняется тем,

что в этой полосе лежит первая мода фюзеляжной панели. Если обратиться к рисунку 5, можно видеть, что эта мода хорошо демпфируется в вариантах № 1, 7-9.

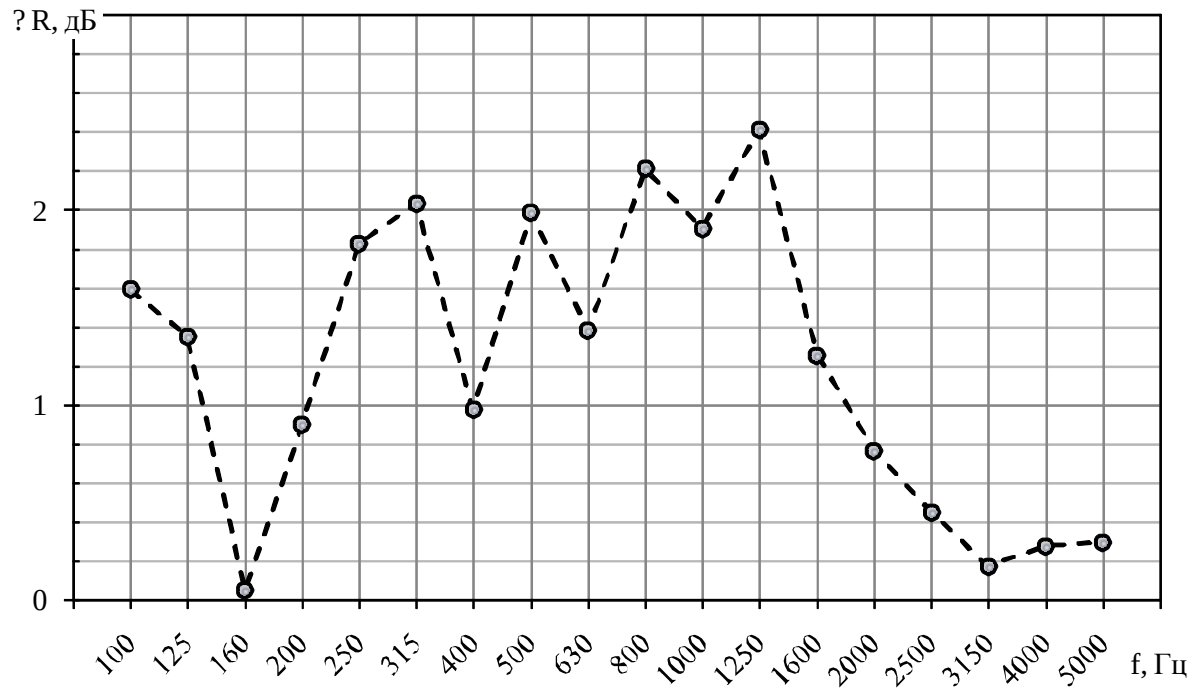


Рис. 6. Разность звукоизолирующих способностей бортовой конструкции при фиксации панели интерьера окаймляющей её резиной и креплении панели интерьера к шпангоуту в одной точке (центр панели интерьера)

Представленные результаты экспериментальных исследований демонстрируют возможность увеличения звукоизолирующей способности бортовой самолётной конструкции в приемлемых для заказчика условиях. Вместе с этим проведённая работа определяет дальнейшее направление экспериментальных исследований – нахождение способов увеличения звукоизолирующей способности конструкции при совместном варьировании способов крепления панели интерьера и вибропоглощающих материалов к бортовой фюзеляжной конструкции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никифоров А.С. Об излучении задемпфированных пластин // Акустический журнал. – 1963. Т. IX, вып. 2. – С. 243-244.
2. Наумкина Н.И., Тартаковский Б.Д., Эфрусси М.М. Экспериментальное исследование некоторых вибропоглощающих материалов // Акустический журнал. – 1959. Т. V, вып. 2. – С. 196-201.
3. Наумкина Н.И., Тартаковский Б.Д., Эфрусси М.М. Двухслойная вибропоглощающая конструкция // Акустический журнал. – 1959. Т. V, вып. 4. – С. 498-501.
4. Г.А. Булатов, М.Г. Михалина, Н.И. Наумкина, Тартаковский Б.Д. О двухслойных вибропоглощающих конструкциях с промежуточным слоем из пенополиуретана // Акустический журнал. – 1969. Т. XV, вып. 2. – С. 294-295.
5. Ефимцов Б.М., Зверев А.Я., Черных В.В. Метод тестового поля для прогноза шума в салоне винтового самолета // Ученые записки ЦАГИ. - 2008. Т. 39, № 4. - С. 82-90.

назад к содержанию

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВИБРАЦИИ АВТОМОБИЛЯ

Тольский В.Е., Воеводенко С.М., Ставский Е.Ц.

ФГУП НАМИ, Москва

E-mail. tolskiy.inna-vladimir@yandex.ru

Автомобиль представляет сложную колебательную пространственную систему, состоящую из отдельных подсистеми соединительных элементов. Вибрация АТС вызывается работой агрегатов (динамическое возбуждение) и движением АТС из-за контакта колес с дорожной поверхностью (кинематическое возбуждение).В докладе рассматриваются результаты экспериментальной работы по исследованию пространственной вибрации как всего автомобиля \.так и отдельных его подсистем при различных режимах его работы. Вибрацию, ,связанную с движением автомобиля, принято называть плавностью хода.

Повышенная вибрация может привести:

1.К преждевременному выходу из строя отдельных деталей и узлов и агрегатов АТС. 2.К увеличению внутреннего шума в автомобиле. 3.К дискомфорту. 4. К уменьшению производительности труда водителей коммерческих автомобилей. 5.К нарушению здоровья водителей, которые длительное время проводят за рулём.(вибрационная болезнь) .

В 80гг. 20 века в мировом автомобилестроении начала внедряться новая технология создания автомобиля на стадии его проектирования, она сочетает комплекс расчётных и экспериментальных работ. Этому способствовало в частности появление надежных многоканальных(более 60 каналов измерений) систем ,позволяющих одновременно отслеживать пространственную вибрацию его отдельных подсистем при *движении* автомобиля. Получение такого «динамического портрета» автомобиля стало возможным только через примерно 100лет со дня его создания. .(1). Анализ экспериментальных данных при получении «динамического портрета» автомобиля весьма важен, поскольку совпадение частот собственных колебаний отдельных подсистем автомобиля может привести к поломкам отдельных деталей и увеличению инфразвука в кабине или кузове. Ниже приведены рекомендуемые диапазоны частот собственных колебаний(Гц) для отдельных подсистем автомобилей.

Таблица1 Рекомендуемые частоты собственных колебаний(Гц) отдельных подсистем автомобиля

Подсистемы автомобиля	Грузовой автомобиль	Легковой автомобиль
Полуоси	-	3-9 (кручение)
Полуоси	-	Свыше 200 (изгиб)
Силовой агрегат (как твердое тело) на подвеске	8-20 (вертикально)	6-14 (вертикально)
Силовой агрегат (Изгибные колебания)	100	300
Система выпуска ДВС	-	12-19
Неподрессоренные массы	6-14 (вертикально)	12-20 (вертикально)
Рама в сборе	7-15 (Глобальные формы)	-
Кабина на подвеске	2-6	
Кузов-глобальные упругие формы колебаний	-	33-36 (Глобальные формы - кручение, изгиб)
Кузов-подрессоренная масса		1,2-1,6

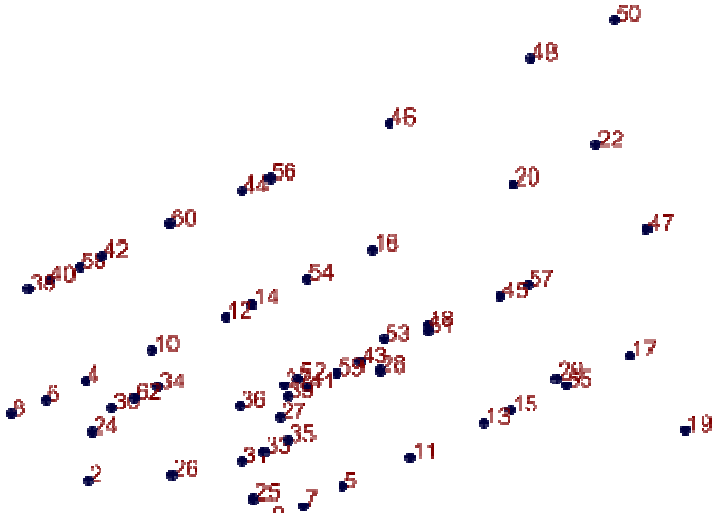


Рис.1 Схематическое расположение точек измерения вибрации на отдельных подсистемах автомобиля при определение динамического «портрета» автомобиля

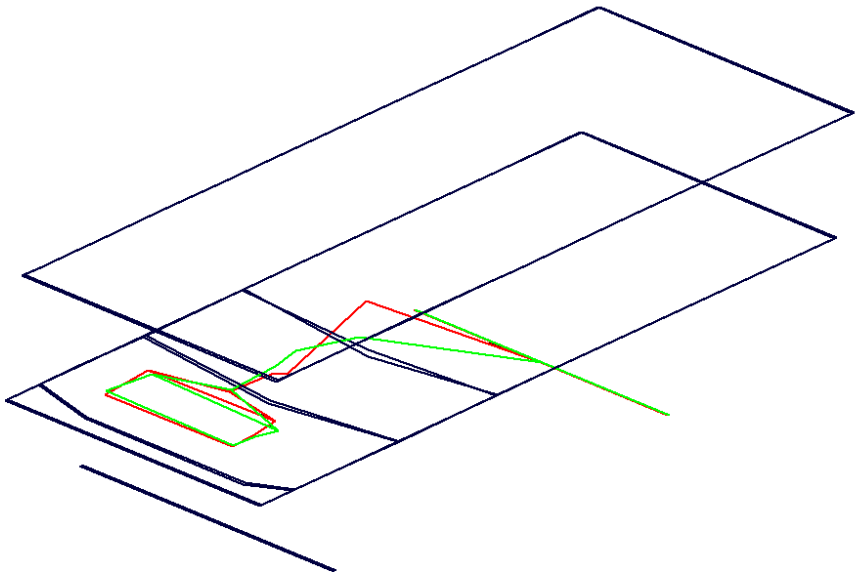


Рис. 1а. Пример динамического « портрета» автомобиля ГАЗ «Соболь» при частоте вращения двигателя 2300 об/мин. На рисунке хорошо видна повышенная деформация средней опоры карданного вала на частоте 76.5 Гц.

Примеры динамического « портрета» других автомобилей будут во время доклада показаны в динамике с помощью специальной программы непосредственно на компьютере.

Вибрация отдельных подсистем автомобиля

1. Вибрация силового агрегата (двигателя)

На автомобиле ,как правило, двигатель(ДВС) устанавливается совместно с сцеплением и коробкой передач(силовой агрегат) на упругой подвеске и совершает пространственные колебания, имея 6 степеней свободы , а значит имеет 6 частот собственных колебаний. Характеристики подвески(опор) силового агрегата(схему установки, жесткость и демпфирование) подбирают таким образом ,чтобы резонансные колебания (около 400кол/мин) располагались ниже минимально-устойчивой частоты вращения коленчатого вала (примерно700- 900об/мин). При этом режиме работы ДВС вибрация силового агрегата предопределяется основной гармоникой опрокидывающего момента ДВС.(2). С увеличением частоты вращения коленчатого вала(после 2000-2500об/мин) вибрация силового агрегата предопределяется неуравновешенными силами и моментами инерции поршневого ДВС. Если ДВС теоретически полностью уравновешен ,то вибрация после 2000-2500об/мин вызывается дисбалансом силового агрегата в сборе.(с учётом дисбаланса карданного вала при наличии ведущих задних колёс автомобиля(5). При равномерном чередовании рабочих ходов по углу поворота коленчатого вала частота основной гармоники опрокидывающего момента двигателя, как в большинстве выпускаемых ДВС, всегда равна i/2, где i-число цилиндров двигателя. Чем меньше i, тем более высокие требования предъявляются к параметрам подвески силового агрегата и к входным импедансам кузова в точках крепления опор. (Рядные ДВС Р-2;,3;Р-4)..Автомобили типа «Ока» (Р-2),Фиат-500 сейчас уже не выпускаются. Одна из причин- низкий уровень дискомфорта. При продольном расположении силового агрегата возможно возникновение его изгибных колебаний, что зависит от жёсткости соединений между картерными деталями маховика ,сцепления и коробки передач с демультипликатором.(2). Обычно силовой агрегат крепится к кузову(раме) с помощью резинометаллических виброизоляторов, однако сейчас на легковых автомобилях находят применение гидроопоры и даже вакуумные опоры.

2. Вибрация сидений автомобилей

Существует ряд международных и национальных стандартов относящиеся к вибрации машин в том числе и к АТС.(3-4). Эти стандарты в основном базируются на рекомендациях ИСО 2631. Все они рассматривают проблему вибробезопасности человека. По способу передачи на человека вибрация разделяется на общую(3) и локальную(4) и основной целью упомянутых документов является определить в какой степени вибрация самоходных машин воздействует на человека. К общей вибрации относится вибрация сидения, к локальной -рычагов управления самоходной машины. Общая вибрация измеряется в диапазоне 0,8-80Гц, локальная - 6-1400Гц.В стандартах (3-4) не приводится режимов движения и характера дорожного покрытия, при которых проводятся измерения вибрации и тем более допустимые уровни вибрации самоходных машин. С точки зрения комфорта параметры вибрации в период её воздействия зависят от многих факторов. Однако в приложении С к Госту (3)приведены значения полной общей вибрации, в условиях общественного автотранспорта (табл.2), дающие приближенное представление о возможной реакции человека на вибрацию в условиях городского автотранспорта.

. Полная вибрация определяется по формуле: $V_p=\sqrt{X^2+Y^2+Z^2}$,гдеX-продольное ; Y- поперечное, –, Z – вертикальное направления измерения вибрации.

Таблица. 2 Рекомендуемые уровни виброускорений для автотранспорта по ГОСТ 31.191.1-2004

Полная вибрация, м/с^2	Степень дискомфорта
Менее 0,315	Не ощущается
0,315-0,63	Легкое ощущение
0,5-1,0	Приемлемое ощущение
0,8-1,6	Отчётливое ощущение
1,25-2,5	Ощущение сильного дискомфорта
Более 2,0	Крайняя степень дискомфорта

2.1. Результаты испытаний вибрации сидений водителя при движении легкового автомобиля.

Регистрировались уровни виброускорений в 1/3 октавных полосах частот с интервалом 1 секунда и средневзвешенное значение в полосе 0.8 – 160 герц, в трех направлениях X ; Y и Z; с учетом весовых функций для каждого направления в соответствии с (3). Эти весовые функции учитывают субъективное восприятие вибрации человеком. Вибрация измерялась с помощью диска, установленного на сиденье водителя, куда был встроен 3-х компонентный вибродатчик. Водитель садился непосредственно на диск.. Методика испытаний по оценке вибрации основывается на ГОСТ 31.191.1-2004 (3). Испытаниям подвергался зарубежный полноприводный легковой автомобиль с ДВС Р-5 и автоматической коробкой передач. .Субъективно водителем ощущалась вибрация сиденья при разгоне автомобиля с 40 до 80 км/ч. на ровном асфальтированном участке дороги. Полная вибрация сиденья была примерно одинаковой, однако в поперечном направлении вибрация сиденья в автомобиле в 1/3 октавах 31,5 и 40Гц, имеющих наибольший уровень в спектре, (рис.2,) существенно оказалась выше, что связано, по- видимому, с неисправной работой карданной передачи. В табл.3 дан перевод дБ в м/сек^2

Таблица 3. Перевод дБ в м/сек^2

dB	80	90	95	10	10	10	10	10	11	11	11	11	11	120
м/сек^2	0.0	0.0	0.0	0,1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	1.0

Рис. 2. 1/3 октавные спектры поперечных виброускорений на сидение водителя во время разгона автомобиля. (5 секунда).

2.2. Вибрация сидения водителя при движении грузового автомобиля

Испытывался бортовой грузовой автомобиль МАЗ (5) с виброактивным дизелем ЯМЗ-236(V-6- 90^0). Результаты исследования приведены в таблице 4.

Таблица 4. Вибрация сидения грузового автомобиля

№	Включенная передача в КПП	В числителе - величины амплитуды виброускорений, м/с^2 В знаменателе –преобладающая частота в спектре виброускорений, Гц		
		Ось X	Ось Y	Ось Z
1	7я	0,188/4	0,156/2	0,664/(4; 8)
2	8я	0,192/2	0,150/2	0,582/(5; 8)

Из табл.4 следует, что наибольшая общая вибрация (**0,664** м/с^2) на сидение водителя зарегистрирована в вертикальном направлении и ее можно оценить как соответствующую «приемлемому ощущению дискомфорта» (табл.1). В спектральной плотности вертикальных виброускорений на сидение преобладают частоты 4; 5 и 8 Гц, связанные с кинематическим возбуждением(плавностью хода) автомобиля при его движении.

2.3 Вибрация сидения (оценка плавности хода) микроавтобуса.

В зарубежном образце микроавтобуса класса «Газель» проявлялись неприятные ощущения пассажиров, сидящих в средней и задней части кузова при переезде неровностей типа «лежащего» полицейского, т.е. отмечалась неудовлетворительная плавность хода микроавтобуса. Субъективный осмотр и анализ ряда деталей подвески этого микроавтобуса показал, что микроавтобус был переоборудован из грузового автомобиля. Испытания на плавность хода проводились на специальных участках дорог с различными видами неровностей Дмитровского автополигона НАМИ в соответствии с методикой испытаний по ОСТ 37.001.275-84 (6). Технические нормы плавности хода автотранспортных средств представлены в ОСТ 37.001.291-84 (7). В соответствии с данным стандартом предельные технические нормы плавности хода грузовых автомобилей и создаваемых на их базе автобусов показаны в таблице 5.

Таблица 5. Нормированные уровни виброускорений на сиденьи автобуса по ОСТ 37.001.291-84

Номер участка дороги	Корректированные значения виброускорений на сиденье, м/с^2		
	Направление действия вибрации		
	X	Y	Z
I	0,65	0,65	1,0
II	1,0	0,8	1,5
III	1,6	1,6	2,3

Примечание. В таблице 5 номера участков дорог Автополигона соответствуют:
I – цементобетонная динамометрическая дорога с среднеквадратическими значениями (СКЗ) неровностей 0,6 см;II – булыжная мощеная дорога без выбоин (специальная мощеная дорога) с СКЗ неровностей 1,1 см;III – булыжник с выбоинами (специальный участок) с СКЗ неровностей 2,9 см . Полученные результаты испытаний представлены в табл.6

Таблица 6. Полученные величины амплитуд (СКЗ) виброускорений на сидениях водителя и пассажиров микроавтобуса.

Номер участка дороги	Место (точка) распол. датчика	Скорость движения, км/ч	Величины корректированных виброускорений, м/с^2		
			Направление действия вибрации		
			X	Y	Z.
II	1	30	0,227 (норма 1,0)	0,461 (норма 0,80)	0,939 (норма 1,5)
II	2	30	0,245	0,513	0,994
II	**3**	30	0,402	0,628	**1,639**
II	1	45	0,221	0,476	1,095
II	2	45	0,248	0,527	1,110

II	**3**	45	0,472	0,637	**1,949**
II	1	60	0,263	0,493	1,146
II	2	60	0,310	0,528	1,215
II	**3**	60	0,528	0,644	**1,979**
III	1	20	0,536	0,898	1,989
III	2	20	0,788	1,044	2,153
III	**3**	20	0,744	0,937	**3,851**

Примечание 1. Жирным шрифтом отмечены значения, превышающие норму по ОСТ 37.001.291-84 Примечание 2. В табл.6 места (точки) расположения датчиков соответствуют: 1 – сидение водителя АТС; 2 – левое пассажирское сидение первого ряда; 3 – левое пассажирское сидение заднего ряда.

При движении микроавтобуса по ровной дороге 1 наибольшая вибрация была получена в точке 3-0,853м/с^2,что ниже нормы(1,0 м/с^2).Совсем другая ситуация была зафиксирована при движении микроавтобуса по дорогам 11 и111 (см. табл.6). Наибольшая вибрация была получена на заднем сидении(точка3).превышающая нормативный показатель более чем **в 2** раза. После проведения упомянутых испытаний обнаружилось, что у автомобиля невозможно открыть изнутри боковую сдвижную дверь пассажирского салона. Дверь удалось открыть снаружи автомобиля. , что препятствовало бы самостоятельному выходу пассажиров, как в обычной, так и в критической (аварийной) ситуации. Таким образом, выяснилось, что **м**аксимальная вибрация отмечена на **задних** сидениях в вертикальном направлении при движении микроавтобуса по неровному шоссе, и эта вибрация превышает допустимые нормы (ОСТ 37.001.291-84). Переделка грузового автомобиля в микроавтобус привела к резкому ухудшению его плавности хода, что недопустимо.

2.4. Вибрация сиденья автомобиля при минимально-устойчивой частоте вращения коленчатого вала и <u>холостом ходе</u> ДВС

Как упоминалось выше, этот режим работы ДВС (700-900об/мин) наиболее близок к резонансным колебаниям силового агрегата автомобиля и наблюдается, когда автомобиль стоит, например, у светофора. Характер вибрации сиденья водителя покажем на примере зарубежного легкового автомобиля с дизелем V-6,мощность 245л.с.Субьективно ощущалась вибрация сидения, вызываемая работой дизеля на минимально-устойчивой частоте вращения коленчатого вала (n=700-800об/мин,).В связи с этим обстоятельством измерялась вибрация ,кроме сидения, на опорах и под опорами силового агрегата. При измерениях непрерывно регистрировались максимальные уровни виброускорений в 1/3 октавных полосах частот с интервалом 1 секунда в полосе 3,5 – 160 герц, в трех направлениях (X ; Y ;Z) с учетом весовых функций для каждого направления. Уровни виброускорений измерялись в дБ,(см. табл.3) при этом регистрировались также обороты коленчатого вала двигателя

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

При минимально-устойчивой частоте вращения коленчатого вала (n=700-800об/мин,) в спектрах вибраций при равномерной работе цилиндров на всех автомобилях с поршневыми двигателями ,как упоминалось выше, **наибольший** уровень имеет основная гармоника опрокидывающего момента. Для установленного на исследуемых автомобилях двигателя V-60^0 эта гармоника равна **3n/60**(Гц) и располагается при n=700-800об/мин в 1/3октавах 31,5 и 40 Гц. (см. рис 3…).

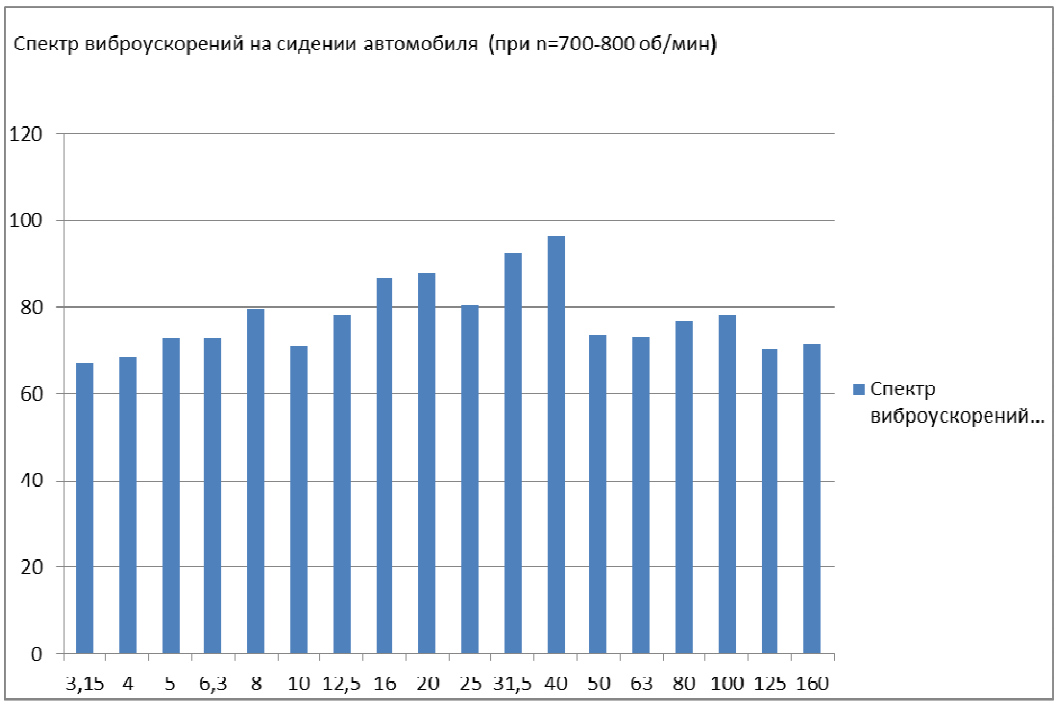


Рис. 3. Спектр виброускорений на сидении автомобиля при частоте вращения двигателя 700-800об/мин. По оси ординат отложены дБ, а по оси абцисс- Гц.

В связи с этим обстоятельством при измерениях вибрации основное внимание уделялось регистрации уровня основной гармоники опрокидывающего момента дизеля во всех измеряемых точках. (см. табл.7) При n=700-800об/мин 1/3 октавные спектры виброускорений измерялись при 2-х положениях рычага АКПП «Р» и «Д».(Р-стоянка; Д-движение с нажатой тормозной педалью).Исследуемый автомобиль испытывался на приподнятом подъёмнике. На автомобиле силовой агрегат с дизелем V-60^0 был установлен на 3-х опорах. Передние две опоры полые, где внутри предусмотрено с целью уменьшения жесткости передних опор наличие вакуума при 700-1150об/мин двигателя. При испытаниях оценивались виброускорения кузова под правой опорой при наличии и отсутствии вакуума в этих опорах.Из результатов испытаний следует, что при n=700-800об/мин ДВС преобладает вибрация сиденья в поперечном направлении Y.(см. табл.7).

Таблица 7. Уровень максимальных составляющих (в дБ) в частотном спектре вибрации на сиденье автомобиля (в режиме Р) при n=700-800 об/мин.

Направление измерения вибрации	Вибрация,дБ
Z	95.7/8;
Y	**101.2**/40
X	96.5/40

Примечание: в числителе - уровень вибрации; в знаменателе - частота в Гц.

Таблица 8.Уровень максимальных составляющих (в дБ) в частотном спектре вибрации сиденья автомобиля (в режиме D) при n=700-800, 1/мин.

Направление измерения вибрации	Вибрация.дБ
Z	93.1/40
Y	**106**/40
X	96.2/40

В режиме «D» вибрация выше, чем в режиме «P» (ср. табл. 7 и 8.). На автомобиле преобладает вибрация сиденья в поперечном направлении, она составляет от 75 до 93% от полной вибрации $V_{p.}$ Полная вибрация на сидении автомобиля при 700-800 об/мин, составляет 0.138-0,215м/с^2,что ниже данных, приведенных в табл.2 Следует отметить, что в спектре виброускорений сидения, при 700-800об/мин, присутствуют интенсивные составляющие с частотой ниже частоты основной гармоники опрокидывающего момента двигателя, что косвенно свидетельствует об отключении цилиндров при холостом ходе дизеля и n=700-800,об/мин. Известно, что наличие низкочастотных составляющих в спектре вибраций более неприятно действует на организм человека.

Оценка влияния вакуума в передних опорах силового агрегата на вибрацию кузова автомобиля

Вибрация в этом случае измерялась на автомобиле в 2-х режимах «P» и «D» на кузове, под правой опорой силового агрегата. Из полученных результатов следовало, что наличие вакуума в передних опорах силового агрегата при n=700-800об/мин ДВС способствует снижению виброускорений кузова в наибольшей степени в вертикальном направлении, до 5,7дБ (примерно в 2 раза.). При n более 1150об/мин вакуум отключается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

2. 1. Тольский В.Е., Воеводенко С.М. Особенности многоканальных измерений вибрации. Журнал «Мир Измерений» № 11-12.2002, стр. 155-157
3. 2. Колебания силового агрегата автомобилей(Тольский В.Е. ,Корчемный Л.В., Латышев Г.В, Минкин Л.М.),Монография., «Машиностроение»,1976,с.258
4. 3. ГОСТ 31191.1—2004(ИСО-2631-1997) Вибрация и удар. Измерение общей вибрации и оценка её воздействия на человека.
5. 4. ГОСТ-31192.1-2004(ИСО-5349-1:2001)Вибрация. Измерение локальной вибрации и оценка её воздействия на человека.Часть1
6. 5. Тольский В.Е., Латышев Г.В., Толокин Л.И. Результаты вибродиагностики и оценка степени дискомфорта ряда автотранспортных средств. Материалы Международной н/т конференции «145 лет МГТУ МАМИ М..Книга1.Секция1, стр.212-221. 2010г.
7. ОСТ 37.001.275-84 Автотранспортные средства. Методы испытаний и плавность хода.
8. ОСТ 37.001.229-84 Автотранспортные средства. Технические нормы плавности хода

назад к содержанию

РАЗРАБОТКА НАЦИОНАЛЬНОГО СТАНДАРТА НА ТРЕБОВАНИЯ К КАЧЕСТВУ И КРИТЕРИЯМ ТЕСТИРОВАНИЯ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТОВ УРОВНЯ ШУМА НА МЕСТНОСТИ

Цукерников И.Е.[1)], Шубин И.Л.[1)], Тихомиров Л.А,[1)] Невенчанная Т.О.[2)]

[1)]НИИСФ РААСН, Москва, [2)]МГУП им. Ивана Федорова, Москва

E-mail: 3342488@mail.ru

В настоящее время в России для ускорения и упрощения акустических расчетов внешнего шума используются разнообразные программные продукты как отечественной, так и зарубежной разработки. Зачастую при применении этих программных продуктов не представляется возможным проверить корректность реализации алгоритмов расчетов и правильность полученных результатов. В связи с этим в международной организации по стандартизации в 2012 г. поставлена тема по разработке стандарта, устанавливающего требования к качеству данных программных продуктов и регламентирующего критерии их тестирования. Аналогичная тема включена в план национальной стандартизации на 2013 – 2014 г.г. В ее рамках разработан проект стандарта, который, позволял бы оценить способ реализации в программном обеспечении используемых на территории Российской Федерации расчетных методик, и сделать сами расчеты максимально открытыми и прозрачными. В настоящем докладе описаны результаты выполненной работы, рассмотрены основные положения проекта стандарта. Рассмотрен также вопрос создания единого формата данных, который позволял бы синхронизировать и осуществлять перенос результатов и исходных данных между различными программными средствами.

ВВЕДЕНИЕ

Для оценки степени воздействия шума зачастую необходимо провести расчеты распределений уровней шума для больших пространств со сложной конфигурацией объектов. В настоящее время такие расчеты выполняют с помощью программных продуктов, разработанных отечественными и зарубежными фирмами. Используя специализированное программное обеспечение, пользователь может применить регламентированные методы вычисления шума на местности к простому и сложному сценариям распространения звука, а также изучать разновидности сценариев. Многие пользователи склонны слепо доверять результатам расчета, проведенного при помощи приобретенного программного обеспечения. Вместе с тем исследования показывают, что при выполнении расчетов с помощью программных средств, использующих одинаковые методики расчета, результаты могут существенно отличаться. Так в работе [1] выполнено сравнение результатов расчета автодорожного шума жилого района г. Москвы, полученных при использовании трех программных средств представленных на российском рынке. Полученные результаты различаются до 10, 17 дБ*А*. Поскольку в расчетах использованы одни и те же исходные данные, и в программных продуктах реализован один метод расчета, установленный ГОСТ 31293.2 [2], полученные расхождения, очевидно, связаны с различной реализацией расчетного метода. При этом не во всех программных продуктах представляется возможным проверить способ реализации расчетного метода, промежуточные результаты и в конечном итоге точность выполнения расчетов.

Чтобы обеспечить точность и минимизировать расхождения в результатах расчета, полученных в различных программных средствах, НИИСФ РААСН разработана первая редакция национального стандарта на требования к качеству программного обеспечения. За основу принят немецкий стандарт DIN 45687:2006-05 [3], который использован при разработке аналогичных международных документов подкомитетом 1 технического комитета 43 «Акустика» Международной организации по стандартизации ISO/TC 43/SC 1 [4].

Разработанная редакция проекта стандарта устанавливает общие требования к программному обеспечению, документации разработчиков и к контролю над процессом

выполнения расчетов. Кроме того рассмотрена концепция создания единого формата данных, который позволял бы переносить уже готовые расчетные модели и полученные результаты из одного программного продукта в другой. В проекте не предусмотрена разработка конкретных тестовых задач, которые позволяли бы оценивать точность получаемых результатов и способов реализации расчетных методик, а лишь приведены общие критерии оценки.

В проекте стандарта установлены конкретные требования к программам, использующим для вычисления методы расчета, регламентированные нормативными документами, под которыми в соответствии с ГОСТ Р ИСО/МЭК 12119 [5] понимают правила, стандарты или иные документы, содержащие требования, рекомендации или правила для выполнения расчетов уровня шума на местности. В России такими документами в настоящее время являются ГОСТ 31295.2 [2], ГОСТ Р 53187 [6], ГОСТ Р 54933 [7] и ОДМ 218.2.013-2011[8], регламентирующие методы расчета уровней шума вблизи предприятий и транспортных магистралей. В проекте стандарта приведена единая терминология, рекомендуемая для использования при проведении оценки точности расчетов.

1. Структура стандарта

Проект содержит пять разделов, шесть приложений и библиографию.

В первом разделе определена область применения стандарта, в которой указано, что стандарт устанавливает требования к обеспечению качества программных продуктов, используемых для вычисления распространения звука на местности в следующих целях:

- оценка шумовых критериев, например, для сравнения с предельными или нормативными значениями;
- оценка возможных сценариев распространения звука;
- проектирование и оценка мероприятий по защите от шума;
- расчеты подобных случаев воздействия шума.

Стандарт предназначен для:

- поставщиков, которые определяют требования для их программного продукта, создают описание продукта, оценивают продукт или делают заявление соответствия;
- покупателей, которые хотят знать, отвечает ли работа программного обеспечения их требованиям;
- пользователей, которые намерены получать выгоду от воспроизводимых результатов вычисления с контролируемой точностью, и от легких в использовании программных продуктов совместимых с другими программными продуктами и базами данных.

Во втором разделе даны нормативные ссылки, включающие в основном указанные выше стандарты [2, 5-7].

В третьем разделе приведены определения специальных терминов, используемых в стандарте. Введено понятие точности результатов как отклонение результатов расчета от результата, полученного с эталонными настройками, который считается правильным в соответствии с настоящим стандартом. Под эталонными настройками понимают настройки, при которых вариант расчета контрольных заданий/сценариев из соответствующего раздела, реализуемого программой нормативного документа, может быть выполнен в точном соответствии с этим нормативным документом. Правильным результатом является опорное значение, принятое в настоящем стандарте для оценки точности. Термин "правильный" означает правильную реализацию части нормативного документа, и его экстраполяцию, и то, что это может быть проверено с помощью определенного набора контрольных заданий/сценариев, под которыми понимают задания с известными промежуточными и

окончательными результатами, разработанные уполномоченными органами в качестве приложений к нормативным документам.

Четвертый раздел содержит требования к качеству программных продуктов, включающие требования к описанию продукта, документации пользователя, используемым программам и данным.

В пятом разделе даны критерии оценки и подтверждения качества, содержащие как общие требования, устанавливаемые в соответствии с основополагающими стандартами в рассматриваемой области, так и требования к специальным тестам, формату используемых данных, журналу тестирования и декларации соответствия.

В обязательных приложениях А, Б, Г и Е установлены требования к структуре, объему и процедуре введения контрольных заданий и сценариев, которые следует применять для оценки правильности и полноты отражения положений реализуемого программным продуктом документа. Даны требования к форме декларации соответствия и специальным формам для описания реализации вводимых программным продуктом документов на методы расчета уровней шума на местности; к специальному интерфейсу данных. Приведены требования и критерии тестирования для статистического назначения пределов ожидаемых разностей уровней шума, получаемых при выполнении двух различных расчетов, как для группы единичных расчетных точек, так и для шумовых контуров. Дано правило определения значений квантилей 0,1 и 0,9, задающих точность выполняемых программным продуктом расчетов, и пример его реализации, замечания по определению неопределенности и распределение ответственности между производителем и пользователем программного продукта.

Справочные приложения В и Д содержат рекомендации к табличной и графической формам представления результатов как для случаев выполнения расчета для единичных расчетных точек, так и для расчета в пространственных областях, а также пример блок-схемы потока электронных данных, реализуемого в программном продукте. Библиография содержит вспомогательные источники, на которые имеются ссылки в основном тексте стандарта.

2. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ

Стандарт устанавливает ряд общих требований к производителю программного обеспечения в вопросах связанных с описанием продукта. К таким требованиям относятся описание использующихся в программном комплексе расчетных методик и опций для обработки конкретных задач моделирования, а также эталонных настроек, при которых проводятся расчеты. В любом программном продукте допускается менять и настраивать существенное количество параметров, что может привести к отклонению от требований, указанных в нормативных документах, именно поэтому, действия пользователя, в том числе и изменение настроек, которые могут привести к этому, должны быть приведены в описании продукта. Вместе с тем практика работы с различными программными средствами, использованными в работе [1], показывает, что только в двух из трех программных продуктах, присутствует описание эталонных настроек, что касается детального описания механизмов реализации расчетных методик, то получить представление о них удалось, только обратившись непосредственно к разработчикам. Подробное описание параметров изменяемых пользователем со ссылками на нормативные документы приведено только в одной из рассмотренных программ.

Кроме того, разработчики программного обеспечения постоянно совершенствуют свою продукцию, внося в неё порой весьма существенные изменения. Пользователю очень важно понимать суть подобных изменений и быть проинформированным о них, поэтому в обязательные требования включен пункт о необходимости предоставления разработчиками подробной информации о внесенных

изменениях. Необходимость этого требования так же подтверждена практикой, так как далеко не все программные средства позволяют получить исчерпывающие сведения о вносимых при обновлении изменениях. Так в одном из программных средств, использованных в работе [1], нет возможности посмотреть список внесенных изменений даже после установки обновления.

В проекте стандарта указано, что описание программы также должно содержать способы реализации использующихся расчетных методик. Часто для ускорения проведения расчетов в программном обеспечении используются алгоритмы, отличные от тех, что описаны в расчетной методике. Очень важно, чтобы подобные алгоритмы были подробно и всесторонне описаны, а точность полученных с их помощью результатов была подтверждена.

3. ТРЕБОВАНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ

Поскольку большинство программных средств для акустических расчетов являются коммерческими продуктами, пользователю важно иметь не только общее описание интересующей программы, но представление о функциональных возможностях программы. Именно с этой целью, в разрабатываемом стандарте выдвигается ряд требований к описанию функциональности.

К таким требованиям относится описание алгоритма расчета и взаимосвязи с требованиями используемого в программе нормативного документа, определяющего подходы к расчету. Важным является описание элементов расчета, их функциональности и взаимосвязи, а также способов обработки геометрических данных. Возможности программного обеспечения в части обработки данных могут существенно различаться для расчетных моделей различной величины и сложности, поэтому в описании должен быть приведен диапазон величин параметров, которые не ограничивают функциональность программы в варианте расчета. До сих пор подобную информацию можно получить, только обратившись с официальным письмом непосредственно к разработчику программного средства. И даже подобное обращение не гарантирует, что разработчик разъяснит способ реализации расчетной методики в своем продукте.

Для удобства описания функциональных возможностей программы разработаны табличные QSI формы, позволяющие наглядно представить возможности программы. В них производитель программы указывает для каждой важной части нормативного документа, соответствует ли программа при расчете с эталонными настройками этому нормативному документу. Аббревиатура QSI составлена из прописных букв английского понятия Гарантия качества для Программных продуктов для расчета Воздействий (**Q**uality assurance for **S**oftware products for **I**mmissions calculation). QSI форма представляется производителем программы в декларации соответствия как гарантия заявителя, что разработанное программное обеспечение соответствует указанным нормативным документам. При этом разъясняются любые принятые ограничения. В декларации соответствия производитель гарантирует также, что все контрольные задания/сценарии, связанные с нормативными документами, и выполненные при эталонных настройках, соответствующих этим нормативным документам, будут выполняться правильно и дадут результат, находящийся в допустимых пределах. Фрагмент QSI формы для программного обеспечения, использующего в качестве расчетной методики ГОСТ 31295.2, приведен в табл. 1.

Требования к функциональности программного средства устанавливают необходимость наличия эталонных настроек параметров и элементов расчета, заданных разработчиком, при которых выполняются все требования реализованного в программе нормативного документа. Расчеты, выполненные при эталонных настройках, считаются корректными, если это подтверждено тестовыми заданиями.

Таблица1. Фрагмент QSI формы для ГОСТ 31295.2

При эталонных настройках в данной программе можно выполнять расчеты	Да*	В ограниченной степени*	Нет*
с уровнями звука (относительно 500 Гц)	□	□	□
с уровнями звукового давления в октавных полосах со среднегеометрическими частотами 63 Гц – 8000 Гц	□	□	□
с точечными источниками	□	□	□
с горизонтальными протяженными источниками	□	□	□
с вертикальными протяженными источниками	□	□	□
с протяженными источниками любой ориентации	□	□	□
с горизонтальными распределенными по площади источниками	□	□	□
с вертикальными распределенными по площади источниками	□	□	□
с распределенными по площади источниками любой ориентации	□	□	□
с автоматическим разбиением протяженных и распределенных по площади источников с учетом:	□	□	□
расстояния до расчетной точки	□	□	□
одинаковых условий распространения от всех участков до расчетных точек	□	□	□
…	…	…	…
*Отметьте возможность применения; при необходимости отметьте индексом и дайте пояснения на дополнительной странице.			

Требования надежности обеспечивают контроль за вводом задаваемых пользователями данных и настройкой параметров. Данными требованиями определяется необходимость оповещения пользователя о том, что формат или величина данных, которые он вводит, некорректны, а также невозможность изменения эталонных настроек пользователем.

4. ТРЕБОВАНИЯ ПРАКТИЧНОСТИ

Приведенные в проекте стандарта требования устанавливают необходимость наличия логической схемы обработки данных и выполнения акустических расчетов. Подобные схемы позволяют пользователю понять принцип работы программы и как следствие лучше контролировать точность получаемых результатов и быстрее локализовать возможные причины неточностей. Так же должны быть описаны все возможности настройки программы под конкретные нужды пользователя, например связанные с точностью или скоростью расчета, доступные для выбранного расчета или установок программы.

Кроме того стандарт достаточно подробно описывает требования к программному обеспечению в части вывода информации. Указывается необходимость представлять окончательные и промежуточные результаты расчетов в виде таблиц разной степени подробности. Регламентируется выведение результатов в виде шумовых карт. Для тестирования исходных данных и лучшего понимания расчетов предъявляются требования к возможностям измерения расстояний.

На практике при сравнении результатов расчета, выяснилось, что получить промежуточные и подробные результаты расчета возможно только в двух из трех рассмотренных программных средствах. При этом способ вывода подобной информации радикально различался, и в удобной для пользователя форме представлялась только в одной программе. Аналогичная ситуация проявилась и с

картами шума. Каждое программное средство использует свою цветовую схему, условные обозначения, шкалы и легенду, которые невозможно привести к одному виду без значительных усилий со стороны пользователя. В то же время подобная разница в выводе информации существенно усложняет сопоставление результатов, полученных с помощью различных программных средств.

Так же уделяется необходимое внимание структуре и составу проектов, созданных при помощи программного обеспечения, с возможностью создания в одном проекте вариантов расчета с различными настройками.

5. ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТОВ

Проект стандарта устанавливает общие требования к тестовым заданиям, определяющим точность проводимых при помощи программы расчетов. Точность расчетов при эталонных настройках гарантируется разработчиком и подтверждается выполнением утвержденных для расчетной методики тестовых заданий. При этом пользователь должен иметь возможность повторить тестовые задания для проверки точности.

В случае, если пользователь проводит расчет со своими настройками, отличными от эталонных, подтверждение точности полученных результатов должен предоставить пользователь.

Тестирование, проводимое разработчиком при эталонных настройках, должно точно соответствовать алгоритму расчета и арифметическим операциям нормативного документа и требует выполнения всех утвержденных контрольных заданий и считается успешно пройденной, если для всех заданий результат расчета находится в пределах интервала значений, установленного для контрольного задания.

Проект стандарта устанавливает критерии тестирования для статистического назначения разностей уровней, полученные при выполнении двух различных расчетов, например:

- для сравнения пары расчетов, один из которых выполнен с эталонными настройками, а другой с настройками, отличными от эталонных, с целью определения точности расчета при настройках, отличных от эталонных;
- для сравнения шумовых контуров, полученных в виде сглаженных функций интерполяцией уровней в точках сетки, с результатами вычисления в расчетных точках между этими контурами;
- для сравнения двух вариантов с целью оценки воздействия шума или мер по его снижению;
- для сравнения пары расчетов, выполненных с различными программными настройками.

6. ЕДИНЫЙ ФОРМАТ ДАННЫХ

В проекте стандарта также предусматривается введение единого формата данных, который позволил бы пользователям переносить результаты расчета из одной программы в другие. В условиях, когда на рынке представлен широкий спектр программного обеспечения для проведения акустических расчетов, введение единого формата может существенно облегчить сопоставление и проверку результатов пользователями, использующими различные программные средства.

Требования к единому формату данных продиктованы опытом [1]. Для проведения работы по сравнению результатов расчета в различных программных средствах, необходимо было задать одинаковые исходные данные. Основой этому послужило построение расчетной модели. В использованном при расчете районе было 119 зданий, 22 линейных источника шума, 12 расчетных точек. Поскольку каждая из программ использует свой уникальный формат данных, значительную часть времени и усилий заняло построение идентичных расчетных моделей.

В качестве единого формата данных в стандарте используется QSI формат.

Для описания расчетной модели предполагается использовать QSI файл расчетной модели, содержащий в себе каталог с названиями и ссылками на QSI файлы объектов. QSI файл объектов в свою очередь содержит три файла со свойствами объектов и для обмена данными, как при расчете между различными частями одной расчетной модели, так и при переносе данных из одной программы в другую.

За основу, для единого формата был выбран шейп формат, разработанный компанией ESRI [9] и использующийся в среде ГИС. QSI файлы объекта практически идентичны шейп файлам, за исключением следующих ограничений:

а) для описания геометрических объектов используются только точка в трехмерном пространстве, полилиния в трехмерном пространстве, полигон в трехмерном пространстве;
б) полигоны могут не содержать подструктуры, например, применительно к полигонам в трехмерном пространстве QSI файлов объекта: "NumParts=1".

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на большое количество программ для проведения акустических расчетов, представленных на Российском рынке, в настоящее время нет нормативного документа, который бы регламентировал и устанавливал требования к программному обеспечению. В результате пользователи не могут быть уверены в точности результатов расчета и правильности реализации регламентированных методов расчета. Зачастую нет никакой возможности определить, как получен тот или иной результат. Разработка стандарта призвана внести порядок на рынок программного обеспечения для акустических расчетов, гарантировать точность получаемых результатов в пределах заданной неопределенности и корректность реализации расчетных алгоритмов, внести единообразие в способы вывода результатов.

Вместе с тем для достижения вышеуказанных целей недостаточно одного лишь этого стандарта. Необходима так же тщательная работа по подготовке тестовых заданий/сценариев, которые позволяли бы объективно оценивать корректность реализации алгоритмов расчетных методик и точность получаемых результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цукерников И.Е., Тихомиров Л.Т. Сравнение результатов расчета автодорожного шума жилого района г. Москвы, полученных при использовании трех программных средств. Защита от повышенного шума и вибрации: Сб. докладов IY Всерос. науч.-практич. конференции с международным участием, БГТУ, СПб, 2013, с. 409 – 419.
2. ГОСТ 31295.2-2005 (ИСО 9613-2:1996) Шум. Затухание звука при распространении на местности. Часть 2. Общий метод расчета.
3. DIN 45687:2006-05. Acoustics - Software products for the calculation of the sound propagation outdoors - Quality requ№irements and test conditions.
4. NWIP Acoustics – Software products for the calculation of noise outdoors – Quality requirements and test conditions. ISO/TC 43 / SC 1, Doc. № 1860, 2011-06-21, 53 p.
5. ГОСТ Р ИСО/МЭК 12119-2000. Информационная технология. Пакеты программ. Требования к качеству и тестирование.
6. ГОСТ Р 53187-2008 Акустика. Шумовой мониторинг городских территорий
7. ГОСТ Р 54933–2012 Шум. Методы расчета уровней внешнего шума, излучаемого железнодорожным транспортом
8. ОДМ 218.2.013-2011. Методические рекомендации по защите от транспортного шума территорий, прилегающих к автомобильным дорогам. М.: Технорматив, 2012. – 116 с.
9. ESRI Shapefile Technical Description, Environmental Systems Research Institute, Inc. USA, July 1998

назад к содержанию

СПОСОБ ИЗОЛЯЦИИ ПЛАСТИНЫ, УСТАНОВЛЕННОЙ НА ВИБРОАКТИВНОЕ ОСНОВАНИЕ ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ ПРУЖИН

Канев Н.Г.

Акустический институт им.акад. Н.Н.Андреева, Москва

E-mail: nikolay.kanev@mail.ru

Виброзащита различных объектов, устанавливаемых на виброактивные поверхности, на практике часто осуществляется при помощи специальной конструкции основания, представляющего плиту, опирающуюся на виброактивную поверхность через систему виброизоляторов. При этом масса плиты существенно превышает массу установленного на нее защищаемого объекта. В простейшей модели «масса на пружине», применяемой для расчета виброизолирующего эффекта, учитывается только поршневое движение плиты. Однако известно, что плита конечных размеров имеет резонансы изгибных колебаний, и на соответствующих резонансных частотах колебания плиты возрастают. С другой стороны колебания виброактивной поверхности также могут быть несинфазными, например, на грунте могут распространяться поверхностные волны, и если размер плиты сравним или превышает длину поверхностной волны, то вибрационное воздействие оказывается неравномерным по поверхности плиты. В настоящей работе рассмотрена задача о колебаниях прямоугольной пластины, установленной на виброактивную поверхность через систему пружин с трением. Колебания поверхности описываются волной вертикального смещения. Найдены собственные колебания пластины на упругом основании, резонансные частоты изгибных колебаний. Проанализировано влияние длины поверхностной волны на возбуждение изгибных колебаний плиты. Показано, что в длинноволновом случае изгибные колебания не возбуждаются, движение пластины является поршневым, и виброизоляция пластины описывается одномерной моделью «масса на пружине». При уменьшении длины волны вибрационное воздействие, усредненное по поверхности пластины, уменьшается, что приводит к ослаблению поршневых колебаний, но к увеличению амплитуды изгибных колебаний. На резонансных частотах виброизолирующий эффект становится отрицательным в некотором диапазоне длин поверхностных волн. Для снижения потерь виброизолирующего эффекта, вызванного резонансами изгибных колебаний плиты, предлагается специальный способ расположения виброизоляторов. Виброизоляторы устанавливаются в узлах изгибных колебаний плиты одной или нескольких мод. Эти моды не возбуждаются приложенными силами, и отсутствуют потери виброизолирующего эффекта на соответствующих частотах.

Классическая модель, применяемая для расчета виброизоляции, предполагает одномерное движение виброактивного и защищаемого объектов [1]. При достаточно больших размерах объектов необходимо учитывать несинфазность колебаний их поверхностей. Например, фундаменты или перекрытия зданий могут колебаться изгибно, а по поверхности грунта могут распространяться волны различных типов. В настоящей работе рассматривается задача о виброзащите объекта, установленного на виброактивное основание через систему виброизоляторов. В качестве защищаемого объекта выбрана прямоугольная пластина, а в качестве источника вибрационного воздействия – поверхность, по которой распространятся волна вертикального смещения. Необходимо определить амплитуду колебаний пластины с учетом всех мод ее колебаний.

Введем декартову систему координат xy на поверхности основания, вертикальные смещения которой задаются плоской волной

$$\eta(x,y)=\eta_0 \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} x\cos\theta + i\frac{2\pi}{\lambda} y\sin\theta \right] \qquad (1)$$

где λ – длина волны, θ – угол между направлением распространения волны и осью x.

Одна из вершин прямоугольной пластины расположена в начале системы координат, стороны пластины ориентированы вдоль координатных осей. Пластина установлена на основании на M пружинах, расположенных в точках (x_m, y_m), $m=1,2...M$. Уравнение движения пластины может быть записано в виде [2,3]

$$-\rho\omega^2 w + D\Delta^2 w = \sum_m k_m(\eta - w)\delta(x - x_m, y - y_m) \qquad (2)$$

где ρ – поверхностная плотность пластины, D – ее изгибная жесткость, k_m – жесткость m-ой пружины. Граничные условия пластины со свободными краями имеют следующий вид

$$w_{xx} + \nu w_{yy} = 0,\ w_{xxx} + (2-\nu)w_{yyx} = 0 \text{ при } x = 0,\ x = a, \qquad (3)$$

$$w_{yy} + \nu w_{xx} = 0,\ w_{yyy} + (2-\nu)w_{xxy} = 0 \text{ при } y = 0,\ y = b, \qquad (4)$$

где ν – коэффициент Пуассона.

Решение (2) будем искать в виде суперпозиции собственных колебаний свободной пластины

$$w = \sum_n A_n u_n . \qquad (5)$$

Методы поиска собственных колебаний u приведены в обзоре [4]. Отметим, что для упрощения выражений для собственных функций обычно их описывают двумя индексами. В настоящей работе будет использован один индекс n, нумерация может вестись, например, по возрастанию собственных частот ω_n.

Выберем следующую нормировку

$$\int_0^a \int_0^b w_n^2 dxdy = ab. \qquad (6)$$

Подставим (5) в (2), затем проинтегрируем по x от 0 до a и по y от 0 до b и получим систему линейных уравнений для амплитуд собственных колебаний A_n

$$\sum_{m,n'} k_m A_{n'} u_{n'}(x_m, y_m) u_n(x_m, y_m) + \mu(\omega_n^2 - \omega^2) A_n = \sum_m k_m \eta(x_m, y_m) u_n(x_m, y_m), \qquad (7)$$

где $\mu = \rho ab$ – масса пластины.

Рассмотрим случай упругого слоя винклеровского типа. Это означает, во-первых, что жесткость всех пружин одинакова и равна k, во-вторых, количество пружин достаточно велико, т.е. $M \to \infty$, в-третьих, пружины равномерно распределены по поверхности пластины. Тогда в силу ортогональности собственных функций первое слагаемое (7) мало при $n \neq n'$, что позволяет легко найти A_n. Заменяя суммирование по m интегрированием по поверхности пластины, получаем из (7)

$$A_n = \frac{\omega_{res}^2}{\omega_n^2 + \omega_{res}^2 - \omega^2} f_n, \qquad (8)$$

$$f_n = \frac{1}{ab} \int_0^a \int_0^b \eta(x, y) u_n(x, y) dxdy, \qquad (9)$$

где $\omega_{res}^2 = \kappa/\mu$ – резонансная частота поршневых колебаний пластины на упругом слое, κ – суммарная жесткость всех пружин. Коэффициент f_n характеризует степень возбуждения моды u_n плоской поверхностей волной длиной λ, направление распространения которой задается углом θ.

Из (8) следует, что собственные частоты пластины на упругом слое Ω_n связаны с собственными частотами свободной пластины ω_n простым отношением

$$\Omega_n^2 = \omega_n^2 + \omega_{res}^2 . \qquad (10)$$

Пластина на упругом основании имеет более высокие резонансные частоты по сравнению со свободной пластиной, при этом первая резонансная частота изгибных колебаний выше ω_{res}.

Виброизоляцию упругого слоя определим следующим образом

$$V = -20\log\left(\frac{W}{\eta_0}\right), \tag{11}$$

где $W = \max\limits_{0\le x\le a, 0\le y\le b} |w(x,y)|$ – максимальное смещение пластины по ее поверхности.

При поршневом возбуждении, т.е. при $\lambda \to \infty$, возбуждается только нулевая мода $u_0 = 1$, при этом $f_0 = 1$ и $A_0 = \eta_0 / (1 - \omega^2/\omega_{res}^2)$. В этом пределе получаем простейшую модель «масса на пружине», в которой виброизоляция равна

$$V_0 = 20\log\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{res}^2}\right), \tag{12}$$

Рассмотрим абсолютно жесткую пластину, т.е. колеблющуюся без изгиба, для чего перейдем к пределу $D \to \infty$. В этом случае возбуждаются только три моды: поршневая $u_0 = 1$ и две моды, описывающие «качания» пластины, $u_1 = \sqrt{3}(2x/a - 1)$, $u_2 = \sqrt{3}(2y/b - 1)$. Виброизоляцию (11) можно представить в виде

$$V = V_0 + \Delta V, \tag{13}$$

где V_0 зависит только от частоты, а ΔV зависит только от длины и направления поверхностной волны. Величину ΔV естественно назвать дополнительной виброизоляцией, поскольку она характеризует изменение виброизолирующего эффекта вследствие неравномерного вибрационного воздействия.

На рис. 1 приведен результат расчета дополнительной виброизоляции винклеровского слоя в зависимости от волнового размера пластины $N = a/\lambda$ и направления распространения поверхностной волны, определяемого углом θ, для абсолютно жестких пластин с размерами $a = b$ и $a/b = 2$. В случае квадратной пластины наблюдается снижение виброизоляции $a < \lambda$ при любом направлении прихода волны, при $a > \lambda$ виброизолирующий эффект возрастает с уменьшением длины волны. Дополнительная виброизоляция оказывается выше при распространении волны вдоль диагонали пластины. Для прямоугольной пластины область отрицательных значений ΔV зависит от угла θ, и виброизоляция оказывается несколько ниже, чем для квадратной пластины, при одинаковых значениях N.

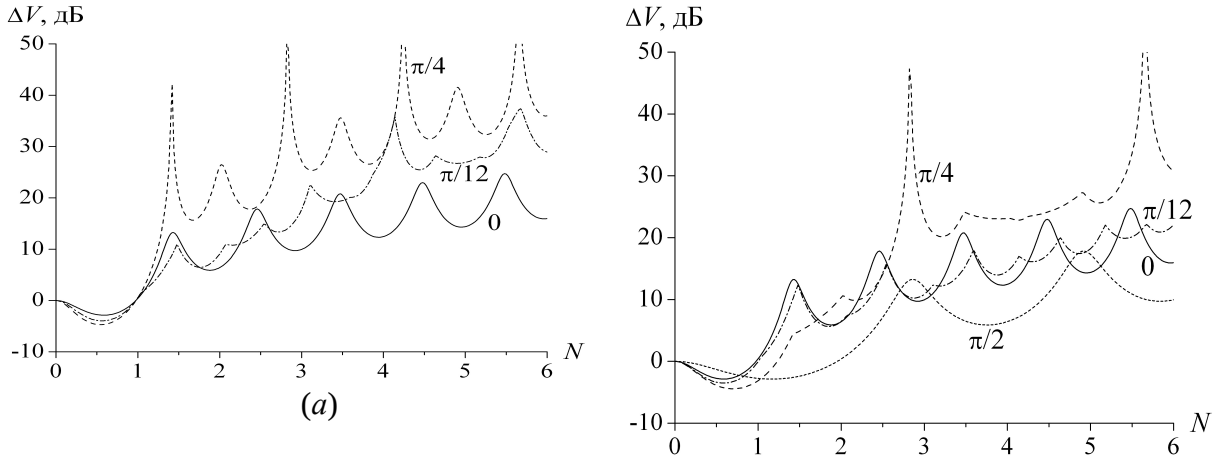


Рис. 1. Расчет дополнительной виброизоляции ΔV для абсолютно жесткой квадратной пластины (а) и для прямоугольной пластины (б) при разных углах падения θ поверхностной волны в зависимости от волнового размера пластины $N = a/\lambda$

На резонансных частотах изгибных колебаний виброизоляция зависит от потерь в системе. Пренебрегая потерями в пластине, введем малый коэффициент

трения пружин $\delta << 1$ в виде мнимой добавки к жесткости слоя, для чего заменим κ на $\kappa(1-i\delta)$. На резонансной частоте Ω_n амплитуда соответствующей моды равна $A_n = i\eta_0 f_n/\delta$, а виброизоляция согласно (11)

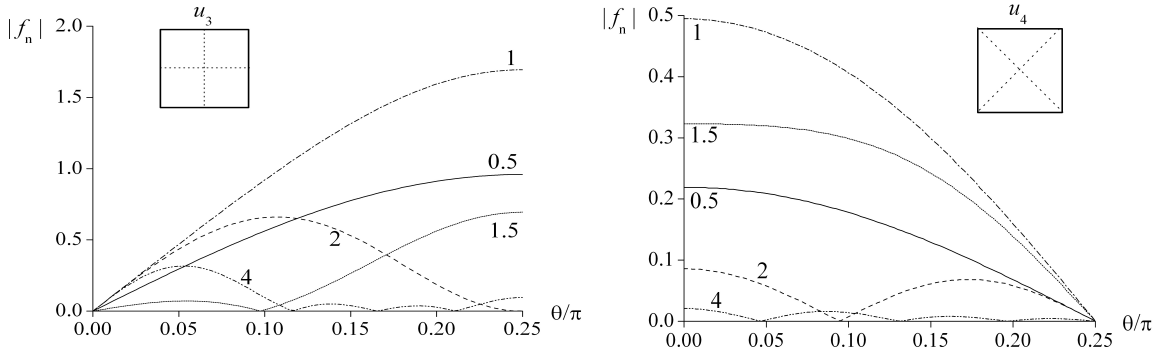
$$V_n = -20\log\left(\frac{|f_n|U_n}{\delta}\right), \qquad (14)$$

где $U_n = \max_{x,y}|u_n(x,y)|$ – максимальное смещение пластины по ее поверхности для моды u_n. Из (14) получаем условие, при котором виброизолирующий эффект положителен

$$\delta > |f_n|U_n, \qquad (15)$$

На рис. 2 представлен расчет коэффициентов возбуждения для двух первых мод изгибных колебаний u_3 и u_4 квадратной пластины $a = b$ в зависимости от ее волнового размера и направления прихода поверхностной волны. Согласно [3] форма колебаний пластины u_3 такова, что узловые линии – это отрезки, соединяющие середины противоположных сторон, а узловые линии моды u_4 – диагонали пластины. Мода u_3 не возбуждается при падении волны перпендикулярно сторонам пластины, коэффициент возбуждения максимален при $\theta = \pi/4$ и $\lambda \approx a$, при дальнейшем уменьшении длины волны коэффициент возбуждения уменьшается. Мода u_4, напротив, наиболее сильно возбуждается при распространении поверхностной волны вдоль диагонали пластины. Из графиков на рис. 2 следует, что для изгибных колебаний отрицательная виброизоляция имеет место только в ограниченной области значений λ и θ для заданного значения δ. Например, при $\delta = 0.25$ виброизоляция на частоте Ω_4 согласно (15) отрицательна при $0.27a < \lambda < 3.1a$ и $\theta < 0.68$.

Согласно (9) поверхностная волна возбуждает все собственные колебания пластины, и лишь при некоторых значениях λ и θ (рис. 2) коэффициент возбуждения становится равным нулю. Для того чтобы коэффициент возбуждения некоторой моды был равен нулю при любом возбуждении достаточно, чтобы пружины располагались на узловых линиях этой моды, т.е. в точках, для которых $u_n = 0$. Например, для собственного колебания u_4 виброизоляторы должны быть расположены на диагоналях пластины (рис.2б).



(*а*) (*б*)

Рис. 2. Коэффициенты возбуждения первых мод изгибных колебаний квадратной пластины с различным волновым размером $N = a/\lambda$ (значение N указано рядом с кривыми) в зависимости от направления распространения поверхностной волны

Как и в случае винклеровского основания сначала рассмотрим абсолютно жесткую квадратную пластину. Пусть она установлена на четырех одинаковых

пружинах. Рассчитаем виброизоляцию для трех вариантов расположения пружин (рис. 3): пружины находятся в углах пластины (I); в центре сторон (II); на отрезках, соединяющих середины противоположных сторон, на расстоянии $0.2a$ от края пластины.

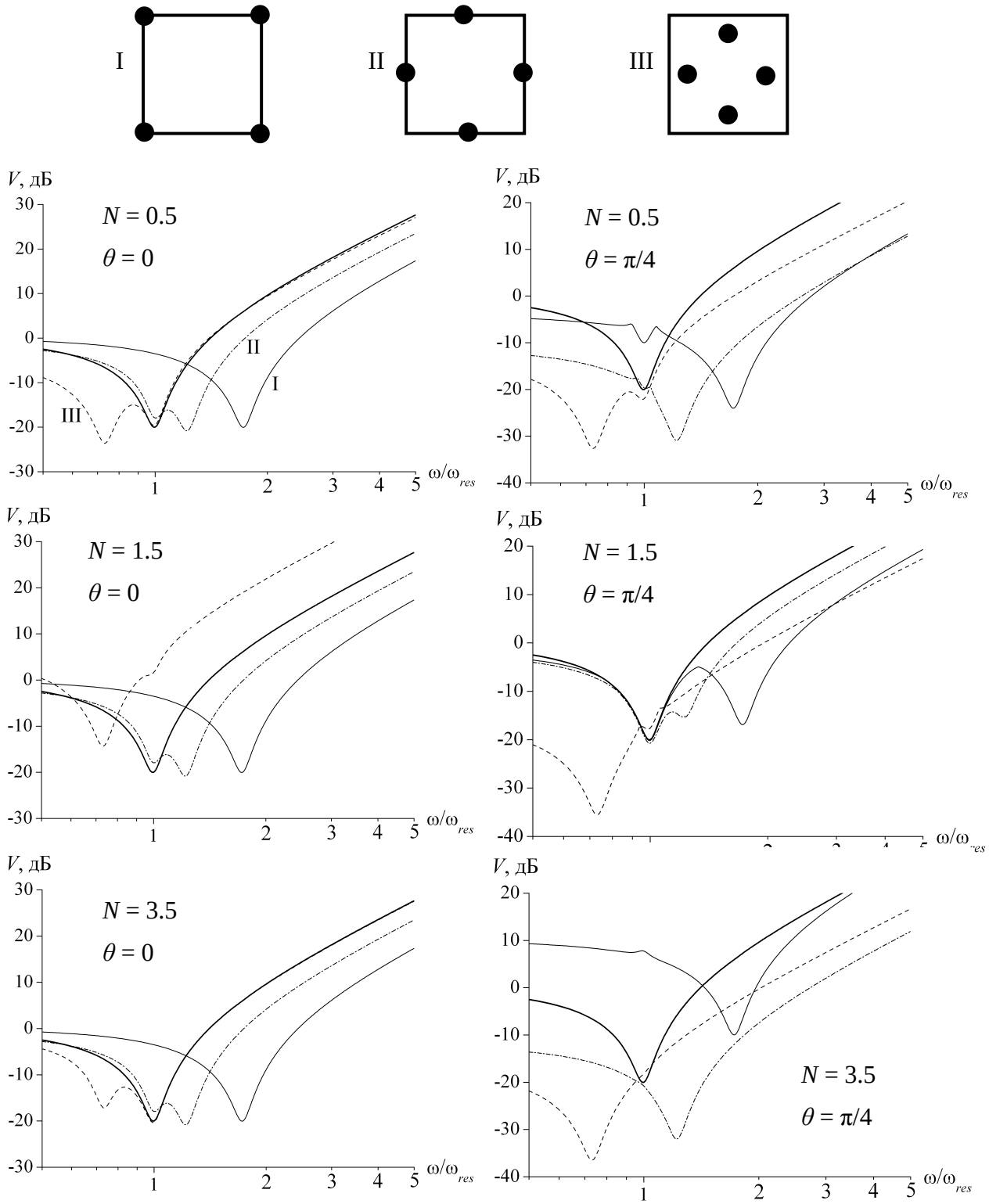


Рис. 3. Расчет виброизоляции пластины на четырех виброизоляторах для трех вариантов их расположения (схемы расположения виброизоляторов приведены вверху) при различных волновых размерах пластины $N = a/\lambda$ и угла θ

На рис. 3 приведен результат расчета виброизоляции для трех вариантов расположения виброизоляторов при разных волновых размерах пластины и углах распространения поверхностной волны. Жирная линия на всех графиках – расчет по

классической модели, учитывающей только поршневое колебание пластины. Система виброизоляторов I имеет наиболее высокую резонансную частоту. При расположении пружин II вторая резонансная частота также выше ω_{res}, при этом в случае III максимальная резонансная частота равна ω_{res}. В целом в области положительного виброизолирующего эффекта, в классической модели – это частотный диапазон $\omega > \omega_{res}$, наибольшая виброизоляции обеспечивается при схеме расположения пружин III. Однако по сравнению с классической моделью виброизоляция оказывается ниже на 5-10 дБ при распространении поверхностной волны вдоль диагонали пластины. При падении волны вдоль стороны пластины виброизоляция не хуже, чем в классической модели. Отметим, что при расположении пружин по схеме III также не возбуждается первая мода изгибных колебаний (рис. 2а).

На резонансных частотах изгибных колебаний виброизоляция (14) зависит от коэффициента возбуждения моды, который имеет вид

$$f_n = \frac{1}{M}\sum_m \eta(x_m, y_m) u_n(x_m, y_m). \qquad (16)$$

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента возбуждения моды u_4 при расположении пружин по схеме III на рис. 3. Мода u_4 не возбуждается при распространении поверхностной волны вдоль диагонали пластины. Коэффициент возбуждения максимален, если направление распространения поверхностной волны перпендикулярно одной из сторон пластины. При достаточно больших волновых размерах пластины зависимость коэффициента возбуждения от направления поверхностной волны становиться более сложной. Отметим одно отличие от винклеровского основания: коэффициент возбуждения мод изгибных колебаний пластины на винклеровском основании уменьшается при увеличении волнового размера пластины N (см. рис.2). Коэффициент возбуждения пластины на четырех пружинах достигает максимального значения (примерно 1 в приведенном на рис. 4 примере для моды u_4) при некотором угле θ и при большом волновом размере, т.е. при $N >> 1$.

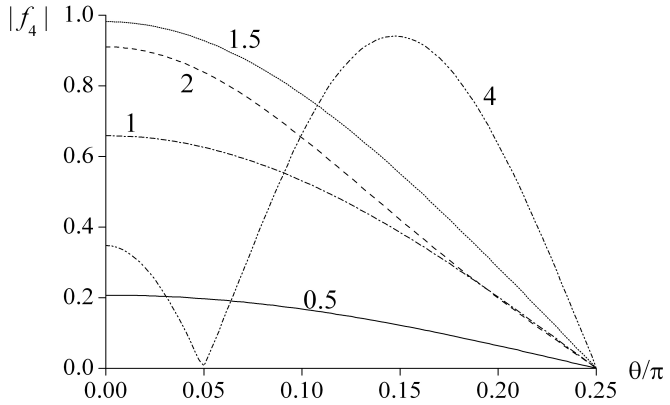


Рис. 4. Коэффициенты возбуждения моды u_4 колебаний квадратной пластины, установленной на четыре виброизолятора по схеме III *на рис. 3, с различным волновым размером $N = a/\lambda$ (значение N указано рядом с кривыми) в зависимости от направления распространения поверхностной волны*

Итак, предложенный способ изоляции изгибных колебаний пластины конечного размера, состоящий в расположении виброизоляторов в узлах мод изгибных колебаний, позволяет минимизировать потери виброизолирующего эффекта на некоторых резонансных частотах изгибных колебаний, что актуально в области первых резонансов. При этом резонансные частоты пластины, виброизолированной

предложенным способом, могут быть ниже частоты ω_{res} (собственная частота поршневых колебаний пластины), что позволяет минимизировать область отрицательной виброизоляции. В случае сплошного виброизолирующего слоя винклеровского типа все резонансные частоты пластины не ниже ω_{res}. С другой стороны, изгибные колебания пластины на винклеровском слое возбуждаются слабее с увеличением его волнового размера, поэтому начиная с некоторого значения длины волны, характеризующей вибрационное воздействие, виброизоляция становится положительной даже на резонансных частотах.

Таким образом, в первую очередь необходимо определить те собственные колебания пластины, которые приводят к наибольшей потере виброизолирующего эффекта, и выбрать узловые линии этих мод для расположения виброизоляторов. Например, для моды u_3 - это отрезки, соединяющие середины противоположных сторон пластины (рис. 2а), а для моды u_4 - ее диагонали (рис.2б). После этого определить места установки виброизоляторов на узловых линиях так, чтобы максимизировать виброизолирующий эффект в заданной области частот. При этом могут быть предложены разные способы оптимизации расположения виброизоляторов. Например, могут быть минимизированы резонансные частоты возбуждаемых собственных изгибных колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клюкин И.И. Виброизоляционная эффективность совокупности групп произвольных дискретных виброизоляторов под виброактивным телом // Акуст. журн. – 1976, Том 22. – № 6. – С. 873-878.
2. Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей) Теория звука. Том 2. М.: Гостехтеориздат, 1955. — 504 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости: учеб.пособие. М.: Наука, 1987. — 248 с.
4. Мелешко В.В., Папков С.О. Изгибные колебания упругих прямоугольных пластин со свободными краями: от Хладни (1809) и Ритца (1909) до наших дней // Акустичний вісник. — 2009, Том 12. — № 4. — С. 34-51.

назад к содержанию

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ВНУТРЕННЕГО ШУМА НА СТРОИТЕЛЬНО-ДОРОЖНЫХ МАШИНАХ

Шашурин А.Е.[1)]

[1)] *Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова;*

г. Санкт-Петербург

E-mail: kb_iak@mail.ru

Приведены результаты экспериментальных исследований внутреннего (в кабинах) и внешнего шума строительно-дорожных машин (СДМ). Приведены характеристики шума, проанализированы процессы шумообразования, показаны величины требуемого шумоглушения. Установлена связь шума с мощностью двигателей внутреннего сгорания, типом СДМ. Показано, что основной эффективной мерой защиты от шума является звукоизоляция (звукоизолирующие кабины и капоты, малые акустические экраны).

Строительно-дорожные машины (СДМ) – это средства механизации, применяемые для выполнения различных работ при строительстве, содержании и ремонте автомобильных дорог, а также в железнодорожном, гидротехническом, аэродромном, промышленном и гражданском строительстве, прокладке коммуникаций. Нормы внешнего шума ужесточались начиная с 1970-х годов и до середины 90-ых. Внешний шум СДМ снизился за эти годы на 18-22 дБА. Внутренний шум снизился на 25-30 дБА. Но почти 15-20 последних лет этот процесс замедлился. \Шум в кабинах строительных машин за рубежом нормируется менее жестко, чем внешний шум. Во многих странах приняты нормы 85-90 дБА для рабочих мест. В то же время шум в кабинах некоторых типов строительных машин и тракторов нормируется специальными документами. Так, например, в Японии принято, что шум в кабине не должен превышать 73 дБА, в Германии 85 дБА. Для СДМ в Италии в начале 90^{x} годов были установлены нормы шума: 80 дБА для колесных тракторов с кабиной, 85 дБА для тракторов без кабины, 90 дБА – для гусеничных СДМ.

Исчерпаны практически все известные методы снижения шума, с помощью которых удалось достичь высоких результатов и теперь для дальнейшего снижения шума необходимо четко понимать процессы шумообразования в источнике, процессы распространения от источника к защищаемому объекту, вопросы дифракции и затухания на сравнительно малых объемах и зависимости от различных схем исполнения машины, рабочих органов, размеров кабины, капотом и пр.

Исследуемые нами объекты имеют очень сложные процессы шумообразования, обусловленные как наличием большого числа источников шума, так и сложными и многочисленными путями проникновения шума от источника шума в расчетную точку. Отдельные особенности этих процессов описаны в литературе. Основными источниками шума на строительных и дорожных машинах являются: корпус, всасывание и выхлоп двигателя внутреннего сгорания, гидравлические системы, исполнительные органы, вспомогательные системы, движитель (для гусеничных машин). В основном эти источники образуют воздушную составляющую шума. Процессы шумообразования в кабине характеризуется наличием как воздушной, так и структурной составляющих; последняя образуется от вибрации силового привода или виброактивных исполнительных органов.

В своей работе для различных исследований были выбраны как новые СДМ одной марки, но разного модельного ряда, так и машины с наработанными моточасами.

В процессе исследования внутреннего шума проводились несколько экспериментов в кабинах СДМ с разной компоновкой силовых установок и рабочих органов. Так проведя натурные измерения уровней шума на 11 типах различных машин, мы получили картину, показывающую, наиболее слабые места кабины с акустической точки зрения. Основной вклад шума в кабину происходит через пол кабины, на втором месте стоит панель, обращенная к силовой установке и выпуску. На некоторых типах машин эти вклады сравнимы. В дополнении к этому эксперименту автор провел сравнение уровней шума в кабине и уровней шума под кабиной. Так практически на всех машинах при средней разнице от 26 до 32 дБА наблюдается прямая зависимость между шумом в кабине от шума под кабиной. На технике, у которой шум под кабиной выше, уровни шума в кабине тоже выше.

На всех панелях кабины были проведены исследования на звукоизоляцию панелей и получены довольно высокие значения, так например, звукоизоляция лобового стекла на кабинах составляет от 22 дБА и выше, звукоизоляция пола или верхней панели кабины составляет от 28 дБА и выше. Но в то же время звукоизоляция панели кабины в целом, в местах, где имеются стыки, сопряжения, иные сквозные элементы звукоизоляция падает до 5-7 дБА. Так можно отметить, что звукоизоляция в месте контура двери (плотно закрытой) составляет 14,9 дБА. Звукоизоляция пола в месте прохождения рычагов управления (закрытых кожухами) составляет 5-7 дБА. Именно эти спады звукоизоляции и образуют на кабинах машин самые слабые места.

Все строительные машины имеют довольно небольшие размеры. В основном от полутора до девяти метров. Этим обусловлено компактное размещение всех элементов техники. Так, сравнивая результаты замеров шума на различных машинах, автор получил следующие результаты: снижение шума от центра подкапотного пространства до центра кабины составляет на всех исследуемых машинах от трёх до шести дБА, разница между шумом от выпуска (на расстоянии 0,1м) и шумом у ближайшей панели кабины составляет от 1 до 3 дБА. В тоже время проведя сравнение уровней шума от выпуска и уровней шума внутри кабины можно заметить следующую особенность. На всех исследуемых машинах получена закономерность: выпуск неосновной источник шума, минимальные уровни в кабинах машин отмечаются на технике, на которой выпуск имеет высокие значения.

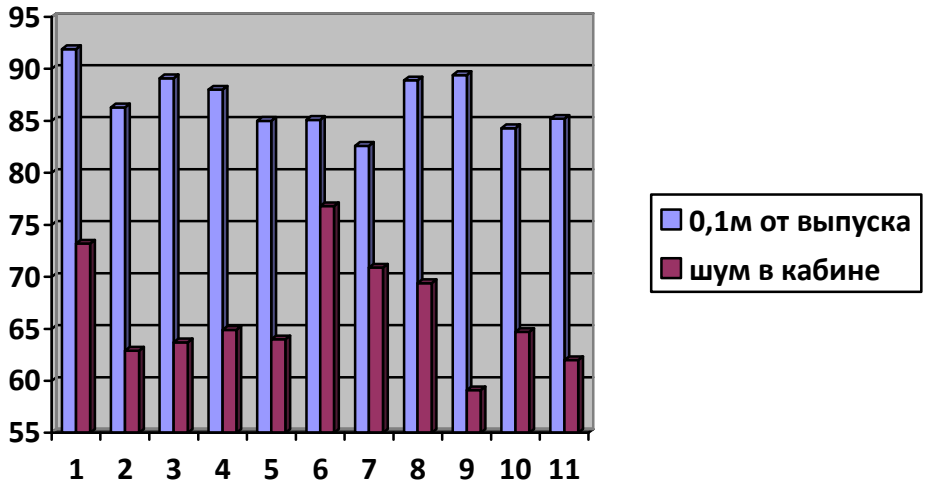


Рис.1. Разница между уровнями шума в кабине и выпуском на 11 моделях машин

Таким образом, высокие уровни внешнего шума, создаваемые выпуском, не являются основными в процессе шумообразования в кабине. В тоже время возвращаясь к сравнению шума под кабиной видим обратное: на машинах уровень шума у которых под кабиной выше, на рабочем месте оператора уровни тоже выше.

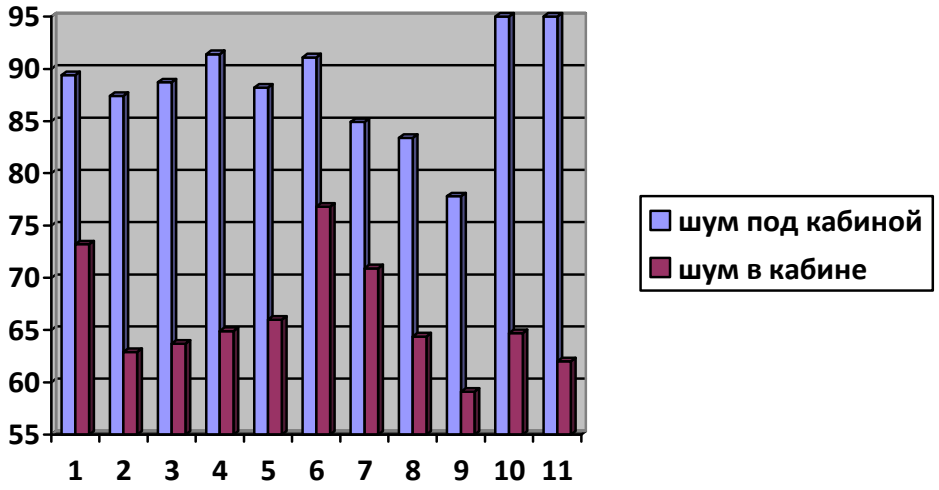


Рис.2. Разница между уровнями шума в кабине и уровнями под кабиной на 11 моделях машин

Исключение составляют машины со сложной компоновочной схемой, либо с высокими параметрами звукоизоляции кабины. Так мы видим на двух машинах разница составляет свыше 30дБА.

Внутренний шум в кабинах СДМ зависит от множества факторов. От компоновочной схемы и характеристик самих источников, от звукоизоляции кабины, от виброизоляции кабины, от режимов работы и пр. Был проведен сравнительный анализ уровней шума в кабине в зависимости от мощности машины. Из исследуемых машин сделана выборка от машин с минимальной мощностью (14,7кВт) к максимальной (155кВт). Анализ показал, что прямой зависимости шума в кабине на рабочем месте оператора от мощности двигателя нет.

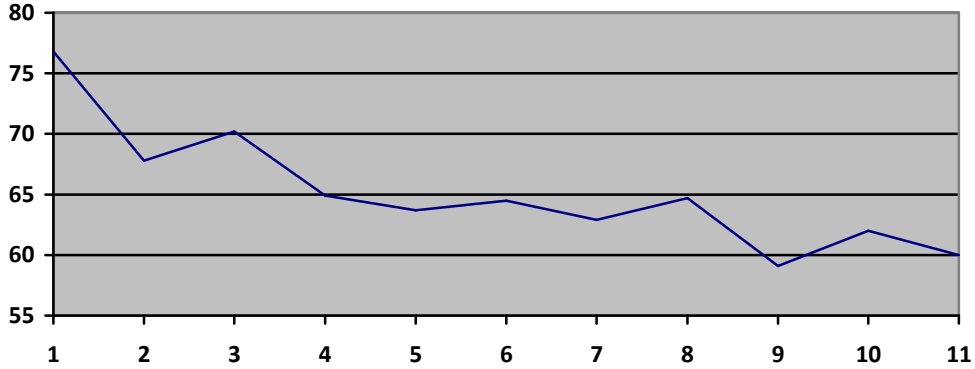


Рис.3. Зависимость уровней шума в кабине от мощности двигателя (от минимальной (1) мощности к максимальной(11)).

По результатам исследования получилось, что чем больше мощность на машинах, тем уровни в кабине ниже, т.е. лучше проработана система шумозащиты. Выше звукоизоляция, выше акустические характеристики капотов и глушителей и пр.

Звуковое поле в кабине образуется, как внутренними источниками (например, звукоизлучение кондиционера), так и внешними. Звук от внешних источников (выхлоп, моторный отсек и др.) проникает через все элементы ограждения кабины. Эти элементы являются вторичными излучателями звука. Звуковые волны в кабине, начиная с определённой частоты, многократно отражаясь от границ, образуют сплошное поле колебательного движения воздуха. Закон образования звукового поля в кабине определяется как свойствами источников шума, с одной стороны, так и геометрическими размерами кабины и ее отдельных ограждений. С другой стороны на этот процесс влияет также способность стен, потолка и пола поглощать звуковую энергию.

Воздушный объем образует колебательную систему с распределенными параметрами. Источники звука возбуждают колебания воздушного объема. Звуковые волны в кабине многократно отражаются от ограждающих поверхностей, приводят в колебательное движение воздушный объем. Воздушный объём обладает спектром собственных частот колебаний, но его колебания могут происходить как в режиме ниже первой собственной частоты, так и в режиме воздушных резонансов. Режимы воздействия ниже первой собственной частоты являются квазистатическими (квазидинамическими) чаще всего вызываемыми самими источниками шума низкой частоты. Особенностью образования звукового поля в кабине является наличие вторичных источников, линейные размеры которых сравнимы с размерами кабины. Звуковое поле от такого источника близко к плоскому звуковому полю. Это значит, что на процесс образования звукового поля в кабине отклик в спектре собственных частот воздушного объема имеет меньший вклад, чем в случае полей с внутренними источниками.

Фундаментальным свойством замкнутого объема, определяющим теоретический подход к рассмотрению происходящих в кабине акустических процессов является его свойство, называемое диффузностью. При прохождении через элемент объема большого числа звуковых волн или при прохождении через него плоской звуковой волны звуковое поле обладает свойствами изотропности и однородности. Изотропное однородное поле называется диффузным, количественной характеристикой которой является степень равномерности звукового поля в объеме кабины.

Поэтому выполнялись исследования по определению характера распределения звукового поля в объеме кабины от искусственного источника звука (ИИЗ), установленного внутри кабины, и в реальных условиях имитации режима работы выбранной машины.

При анализе звукового поля с ИИЗ отмечено, что в низкочастотном и среднечастотном диапазоне от 63 до 500 Гц при наличии источника внутри кабины неравномерность поля увеличивается до ±(2-3) дБ. Это объясняется тем, что на этих частотах расположены отдельные собственные резонансы кабины, что приводит к увеличению неоднородности звукового поля.

При определении неравномерности звукового поля в кабине и работе экскаватора по сравнению с ИИЗ ее характеристики несколько изменяются. В первую очередь следует отметить различную степень неравномерности звукового поля от работы установленного в кабине искусственного источника звука и при работе источников экскаватора. В первом случае неравномерность характеризуется отклонением ± (1-3) дБ в диапазоне 63-8000 Гц (± 1,5 дБА),а во втором (± 0,2-2 дБ) (± 1 дБА)., т.е. разница составляет 0,5-2 дБ. Это подтверждает предположение о том, что звуковое поле в реальных условиях более близко к диффузному, чем при экспериментах с ИИЗ. Это объясняется наличием плоских звуковых волн от элементов ограждения кабины.

При работе экскаватора степень равномерности звукового поля меняется с частотой. На самых низких частотах (31,5) воздушный объем колеблется как единое целое (поршневые колебания) и звуковое поле равномерно. На частоте 63 Гц

наблюдается неравномерность звукового поля достигающая ± 4 дБ, это объясняется превалирующим вкладом вибрации, где каждый элемент ограждения кабины излучает звук с различной интенсивностью. В диапазоне частот 125-8000 Гц степень неравномерности уменьшается с частотой (чем больше частота, тем больше отражений в объеме), неравномерность на низких и средних частотах не превышает ± 1÷1,5 дБ, что позволяет уверенно считать звуковое поле в малых кабинах диффузным, начиная со среднегеометрической частоты 125 Гц. Это говорит о правомерности статистической теории акустики для выполнения расчетов в кабинах малых размеров: граничной частоты 125 Гц.

Таблица 1. Усредненные значения УЗД и УЗ в кабине и отклонения от средних значений

Режим испытаний	**Усредненные уровни звукового давления и отклонения, дБ, в октавных полосах со среднегеометрическими частотами, Гц**									Усредненные УЗ, дБА и отклонения
	31,5	**63**	**125**	**250**	**500**	**1000**	**2000**	**4000**	**8000**	
Искусственный источник звука	92 ±0,5	91,5 ±2,0	89 ±2	90 ±2,5	93,5 ±3	91 ±2,0	96 ±2	97 ±1	89 ±1	102 ±1,5
Имитационный режим работы	91,5 ±1	82 ±4	72 ±1,5	70,5 ±1,5	63 ±1	55 ±1,5	53 ±1	51,5 ±0,5	50,5 ±0,2	67 ±1
Разница	-	-	0,5	0,5	2	0,5	1	0,5	0,8	-

Основным средством снижения шума являются звукоизолирующие кабины и капоты, но в немалом числе случаев их эффективность из-за ряда конструктивных соображений является предельной. Для дальнейшего снижения шума можно использовать дополнительные средства звукоизоляции, существенно усиливающим эффективность основных, назовем их акустические экраны (АЭ).

В выводах можно отметить, что за последнее время в снижении внутреннего шума на СДМ достигнуты хорошие показатели, но дальнейшее снижение требует дополнительного изучения вопроса, дополнительных экспериментов и возможно другого подхода при решении этой задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов Н.И. Инженерная акустика. Теория и практика борьбы с шумом.: учебник.– М.: Университетская книга. Логос, 2008. – 424с.
2. Handbook of Noise and Vibration. M. J. Crocker, Willey 2007, 1569p.
3. Шашурин А.Е. Автореферат на тему дисс. «Снижение внутреннего шума звукоизолирующими кабинами (на примере строительно-дорожных машин)». БГТУ «Военмех», 2010г.

назад к содержанию

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕЗОНАТОРА ГЕЛЬМГОЛЬЦА

Комкин А. И.[1)], Миронов М. А.[2)], Юдин С.И.[3)]

[1)]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва
[2)]Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева РАН, Москва
[3)]ООО «НТЦ МСП», Москва
E-mail: akomkin@mail.ru

Работа посвящена исследованию поглощающих характеристик торцевого резонатора Гельмгольца в канале. Рассматриваются модели резонатора Гельмгольца без учета и с учетом наличия в полости резонатора пристеночного пограничного слоя. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными при измерениях акустических характеристик резонатора в импедансной трубе.

Резонатор Гельмгольца относится к основным элементам глушителей шума. При его проектировании диссипативные потери в резонаторе обычно не учитывают, а если и учитываются, то, как правило, ограничиваются рассмотрением вязких потерь в его горле [1, 2]. Вместе с тем диссипативные потери в резонаторе могут приводить к значительному поглощению энергии падающей на него звуковой волны, а при определенных условиях и к изменению и собственной частоты резонатора. Некоторые аспекты решения этой проблемы рассмотрены в рабатах [3-6]. Но, тем не менее, в целом она требует более подробного рассмотрения.

Целью данной работы является теоретическая оценка влияния диссипативных потерь в торцевом резонаторе Гельмгольца на его акустические характеристики и сравнение полученных данных с результатами экспериментальных исследований.

В простейшей модели резонатора Гельмгольца считается, что его можно рассматривать как аналог простой механической колебательной системы. При этом колеблющейся массой M здесь является эффективная масса воздуха в горле резонатора, а акустическая жесткость C определяется упругими свойствами воздуха в объеме V. Кроме того, учитываются потери на трение в горле резонатора, оцениваемые коэффициентом сопротивления вязкого трения R_v. Входной импеданс торцевого резонатора Z, равный отношению звукового давления $к$ колебательной скорости плоской волны в канале у входа в резонатор, определяется соотношением

$$Z = R_v lm + i\left(m/S_0\right)\left(\omega M - C/\omega\right), \qquad (1)$$

где $m = S/S_0$; S – площадь поперечного сечения канала; S_0 – площадь поперечного сечения горла резонатора; l – длина горла резонатора; ω – угловая частота.

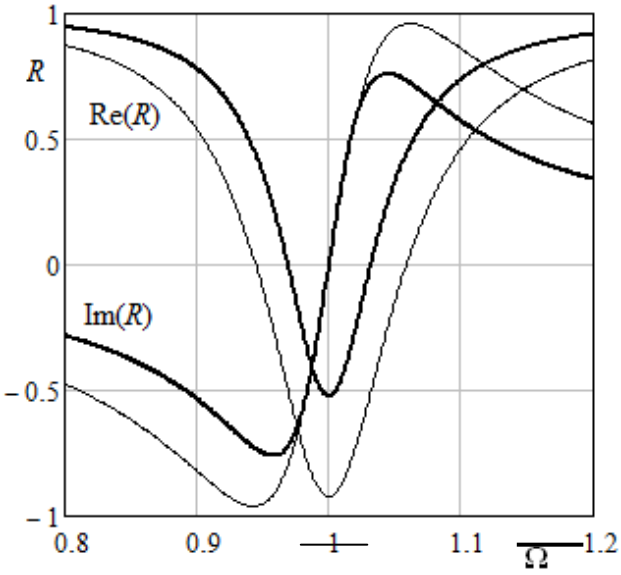
Собственная частота резонатора, определяемая равенством нулю мнимой части импеданса, $\omega_0 = \sqrt{C/M}$. При этом жесткость $C = \rho c^2 S_0^2/\mathrm{V}$, где ρ, c – соответственно плотность среды и скорость звука в ней, определяемая через адиабатическую сжимаемость среды β_a [7]: $c^2 = 1/(\rho\beta_a)$. С учетом этого нормированный входной импеданс резонатора

$$Z' = \frac{Z}{\rho c} = R'_v m + i\frac{cS}{\mathrm{V}\omega_0}\left(\Omega - \frac{1}{\Omega}\right), \qquad (2)$$

где Ω – безразмерная частота, $\Omega = \omega/\omega_0$; R'_v – нормированное сопротивление трения, $R'_v = R_v l/(\rho c) = \left(2l/c\right)\sqrt{2\gamma\nu\omega/S_0}$; γ – показатель адиабаты; ν – кинематическая вязкость среды. Для воздушной среды полагаем γ =1,4 и $\nu = 1{,}5\cdot10^{-5}$ м^2/с.

На основании этого определяем коэффициент отражения для рассматриваемого торцевого резонатора $R = \left(Z'-1\right)/\left(Z'+1\right)$.

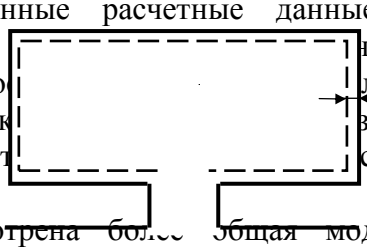
На рис.1 представлены полученные на основании приведенных формул графические зависимости действительной Re(R) и мнимой Im(R) частей коэффициента отражения для торцевого резонатора Гельмгольца от безразмерной частоты Ω для двух значений относительной длины горла резонатора l/d_0. В качестве собственной частоты резонатора ω_0, в явном виде входящей в мнимую часть формулы (2), принималась ее оценка, получаемая по результатам проведения экспериментальных исследований рассматриваемого торцевого резонатора Гельмгольца.



ис. 1. Зависимость входного импеданса резонатора Гельмгольца от безразмерной частоты Ω для относительной длины горла резонатора l/d_0 = 0,2 ( ) и l/d_0=2 ( )

Характерной особенностью представленных графиков является то, что на собственной частоте системы, при Ω = 1, действительная часть коэффициента отражения принимает минимальное значение (без учета трения это значение равно –1). При этом мнимая часть коэффициента отражения принимает нулевое значение. Кроме того, как следует из представленных данных, увеличение трения в горле резонатора, происходящее с увеличением длины горла, приводит к уменьшению значения минимума действительной части коэффициента отражения и в тоже время к уменьшению диапазона изменений значения мнимой части коэффициента отражения. Заметим также, что увеличение длины горла резонатора приводит к уменьшению ширины резонансной кривой, что также следует из общего анализа акустических характеристик резонатора Гельмгольца [8].

Вместе с тем, если сравнить представленные расчетные данные с соответствующими экспериментальными данными, то [illegible]нные отличия, свидетельствующие о том, что в действительно[illegible]ль имеют место существенно большие потери, чем те, к[illegible]зким трением в горле резонатора и учитываются в рассмот[illegible]ской модели резонатора.



Учитывая это обстоятельство, была рассмотрена боле[illegible] общая модель резонатора Гельмгольца, в которой учитывалось наличие в полости резонаторе пристеночного термопогранслоя (см. напр. [3]). Условно пограничный слой в полости резонатора Гельмгольца выделены на рис. 2 пунктирной линией. При этом в полости скорость движения среды мала, поэтому там можно рассматривать только тепловой пограничный слой [9], глубина которого $\delta_\chi = \sqrt{2\chi/\omega}$, где χ — температуропроводность среды. Заметим, что величина δ_χ мала по сравнению с характерными размерами резонатора. Учитывая, что для воздушной среды $\chi = 2{,}1\cdot10^{-5}$ м^2/с, а собственные частоты рассматриваемого резонатора изменяются в диапазоне нескольких сотен герц, находим, что глубина рассматриваемого теплового погранслоя составляет десятые доли миллиметра. При этом, несмотря на его казалось

ис. 2. Тепловой пограничный слой в полости резонаторе

бы незначительность, учет теплового погранслоя может оказать, как мы покажем далее, заметное влияние на акустические характеристики резонатора.

Предполагаем, что движение среды в горле резонатора имеет поршневой характер. Смещение частиц в горле ξ приводит к объемному смещению среды в полости резонатора на величину $Q = S_0\xi$. Полость резонатора, в которую поступает объемное смещение Q, разбивается на две части – объемную и поверхностную. Поверхностная часть прилегает к поверхности полости и имеет толщину, равную глубине проникновения тепловой волны δ_χ. Объем поверхностной части равен $V_s = S_s\delta_\chi$, где S_s — площадь поверхности полости резонатора. Объемная часть полости резонатора занимает оставшийся объем $V_v = V - V_s$. При этом входное смещение Q равняется сумме объемных смещений поверхностной Q_s и объемной Q_v частей. Входное смещение Q приводит к возникновению в полости резонатора давления P.

В объемной части под действием давления среда P сжимается адиабатически, так что ее объемное смещение Q_v, определяемое через адиабатическую сжимаемость среды β_a, равно: $Q_v = V_v\beta_a P$. В тоже время в поверхностной части под действием давления P среда сжимается изотермически. Объемное смещение этой части Q_s определяется через изотермическую сжимаемость среды $\beta_и$ и является комплексной величиной: $Q_s = \left[(1+i)/\sqrt{2}\right] V_s\beta_и P$. При этом отношение сжимаемостей среды $\beta_и/\beta_a = \gamma$. Приравняем сумму объемных смещений в полости входному объемному смещению:

$$\left\{V_v\beta_a + \left[(1+i)/\sqrt{2}\right] V_s\beta_и\right\} P = S_0\xi. \qquad (3)$$

Далее, полагая, что действующая на среду в полости сила $F = P\,S_0$, получим с учетом (3) следующее выражение для комплексной жесткости полости резонатора:

$$C_к = \frac{F}{\xi} = \frac{S_0^2}{\beta_a V\left(1+(1+i)a\right)} = \frac{\rho c^2 S_0^2}{V\left(1+(1+i)a\right)}, \qquad (4)$$

где $a = \dfrac{(\gamma-1)}{\sqrt{2}}\dfrac{V_s}{V} = (\gamma-1)\dfrac{S_s}{V}\sqrt{\dfrac{\chi}{\omega}}$.

Заметим, учитывая малую глубину теплового погранслоя в полости резонатора, что для большинства практических случаев $a << 1$. Выделяя в (4) мнимую и действительную часть, получим в пренебрежении величинами второго порядка малости

$$C_к = \frac{\rho c^2 S_0^2}{V}\left[\frac{1+a+ia}{1+2a}\right] = C_e\left[1+i\frac{a}{1+a}\right], \qquad (5)$$

где $C_e = \rho c^2 S_0^2/V_e$; $V_e = V(1+2a)/(1+a)$.

При этом величины C_e и V_e можно рассматривать как эффективные жесткость и объем резонатора. С учетом этого формула (2) для нормированного входного импеданса резонатора преобразуется к виду:

$$Z' = \frac{2lm}{c}\sqrt{\frac{2\gamma\nu\omega}{S_0}} + \frac{cS}{V_e\omega}\frac{a}{(1+a)} + i\frac{cS}{V_e\omega_{0k}}\left(\Omega_k - \frac{1}{\Omega_k}\right), \qquad (6)$$

где $\Omega_k = \omega/\omega_{0k}$; $\omega_{0k} = \sqrt{C_e/M}$ – скорректированная собственная частота резонатора.

Учитывая соотношение $C_e = C(1+a)/(1+2a) \approx C(1-a)$, получим, что собственная частота резонатора ω_0 и ее скорректированное значение ω_{0k} связаны между собой соотношением

$$\omega_{0k} = \omega_0 (1-a)^{1/2} \approx \omega_0 (1-a/2), \qquad (7)$$

так что относительное изменение частоты

$$\Delta\Omega = \left(\omega_0 - \omega_{0k}\right)/\omega_0 \approx a/2 . \qquad (8)$$

Таким образом, учет теплового погранслоя в полости резонатора приводит к смещению собственной частоты резонатора в сторону более низких частот. Помимо этого, это приводит к появлению в резонаторе дополнительных потерь, описываемых в формуле (4) для входного импеданса резонатора вторым слагаемым. В отличие от первого слагаемого в (4), определяющее вязкие потери в горле резонатора и пропорциональные $\omega^{1/2}$, тепловые потери, определяемые вторым слагаемым в этом выражении, пропорциональны $\omega^{-3/2}$. Следовательно, эти два вида потерь при изменении частоты изменяются в разных направлениях.

Для случая, когда полость резонатора является цилиндрической с диаметром d и длиной L, входящий в приведенные выше выражения параметр a приводится к виду:

$$a = (\gamma - 1)\left(1 + \frac{2L}{d}\right)\frac{2}{L}\sqrt{\frac{\chi}{\omega}} . \qquad (9)$$

Исследовавшийся в работе торцевой резонатор размещался в измерительной трубе диаметром D = 99 мм, диаметр горла резонатора d_0 = 10 мм, диаметр его цилиндрической полости d = 92 мм (рис. 3). Рассматривались резонаторы с длиной горла l равной 2 и 20 мм. Глубина резонатора L при исследованиях варьировалась в диапазоне от 32 мм до 5 мм. При проведении экспериментальных исследований по оценке акустических характеристик резонатора звуковое поле в измерительной трубе генерировалось динамиком, размещенным в торце измерительной трубы и подключенным к генератору белого шума. Звуковое поле в трубе регистрировались микрофонами в точках 1 и 2 и оцифровывалось двухканальным АЦП. Далее вычислялись комплексные спектры сигналов, по известным формулам определялись комплексные амплитуды прямой и отраженной звуковых волн, коэффициент отражения, коэффициент поглощения, входной импеданс резонатора в точке 3.

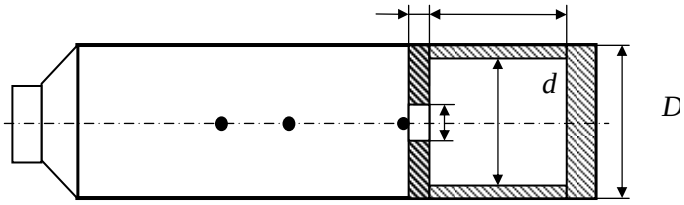


Рис.3. Торцевой резонатор Гельмгольца

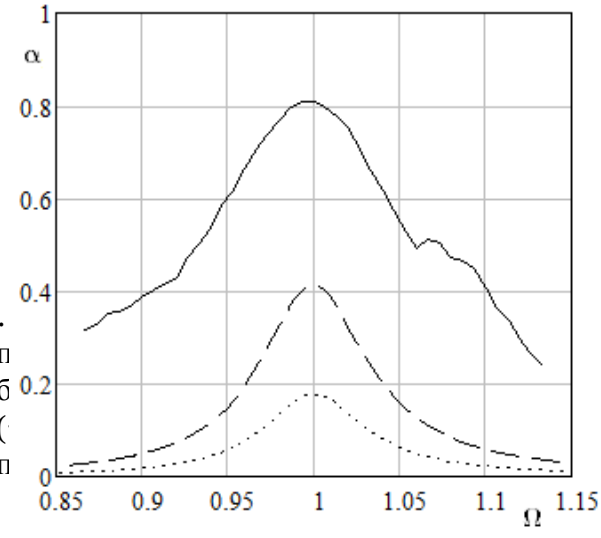
В таблице приведены результаты расчетной и экспериментальной оценки собственной частоты резонатора с длиной горла l=2 мм. Численный расчет проводился на основе конечно-элементного моделирования рассматриваемой системы, когда термо-вязкие потери в ней не учитывались. В этом случае, так же как и при экспериментальной оценке, собственная частота резонатора определялась из условия равенства нулю мнимой части коэффициента отражения. При аналитической оценке собственной частоты резонатора сначала вычислялась согласно (8) и (9) корректирующая поправка к частоте, обусловленная наличием в полости резонатора теплового погранслоя, а затем в соответствии с формулой (7) и сама скорректированная собственная частота резонатора. При этом в качестве ω_0 в этой формуле принималась частота, получаемая по результатам численных расчетов.

Таблица. Оценка собственной частоты f_0, Гц, торцевого резонатора Гельмгольца

Метод оценки	Глубина резонатора Гельмгольца, L, мм				
	5	7	12	20	32
Эксперимент	747	676	552,5	441,5	348
Численный расчет	805	710	563	441,5	349
Аналитический расчет	800,5	707	561	440,5	348,5

Как показывают приведенные в таблице данные эксперимента и численного расчета приводят к близким результатам только при $L \geq 20$ мм. При меньших глубинах резонатора эксперимент дает заметно меньшие значения собственной частоты резонатора, чем численный расчет, причем с уменьшением глубины это различие возрастает. Использование корректирующей аналитической поправки позволяет несколько уменьшить разницу в расчетных и экспериментальных данных, но, тем не менее, при малых L она все еще остается существенной.

Далее были проведены вычисления коэффициента поглощения торцевого резонатора Гельмгольца $\alpha = 1 - |R|^2$. Результаты вычислений, представленные на рис. 4 показывают, что учет теплового погранслоя в полости резонатора позволяет существенно повысить (более чем в два раза) значение коэффициента поглощения на его собственной частоте. Вместе с тем, если сравнить полученные расчетные значения с экспериментальными данными [6], то здесь также имеются значительные различия. Измеренные значения коэффициента поглощения почти в два



[с.
п
б
(
п

соответствующие модели с тепловым погранслоем в полости резонатора. При этом и ширина резонанса на экспериментальной кривой заметно больше той, что соответствует расчетным данным.

Все это позволяет сделать вывод о том, что в действительности в полости резонатора имеют место гораздо большие потери, чем те, что учитываются в рассмотренной расчетной модели с тепловым погранслоем. Поэтому требуются дальнейшая работа по совершенствованию математической модели резонатора Гельмгольца с тем, чтобы добиться большего соответствия между расчетными и экспериментальными данными.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 14-08-00703).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ingard U. On the theory and design of acoustic resonators // J. Acoust. Soc. Am. 1953. V. 25, № 6. P. 1037–1061.
2. Ingard U. On the radiation of sound into a circular tube with an application to resonators // J. Acoust. Soc. Am. – 1948. – V. 20, № 5. – P. 665–682.
3. Nolle A.W. Small-signal impedance of short tubes // J. Acoust. Soc. Am. 1953. V. 25, № 1. P. 32–39.
4. Велижанина К.А., Вощукова Е.А., Свирина Л.Д. Влияние потерь в объеме резонатора на его акустические характеристики // Акуст. журн. 1985. Т. 31, № 3. С. 386–388.
5. Велижанина К.А., Вощукова Е.А., Нефедов Н.Н. О влиянии вязкости и теплопроводности среды на характеристики цилиндрического резонатора // Акуст. журн. 1986. Т. 32, № 3. С. 114–116.
6. Комкин А.И., Миронов М.А., Юдин С.И. Исследование акустических характеристик резонатора Гельмгольца // Сб. трудов XXVII сессии Российского акустического общества. СПб. 2014. — С. 706–711.
7. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. — 496 с.
8. Комкин А.И. О выборе параметров резонатора Гельмгольца // Акустика неоднородных сред. Ежегодник Российского акустического общества. Вып. 12. М.: ГЕОС, 2012. — С. 77–84.
9. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. — 734 с. назад к содержанию