

**X Всероссийский молодежный Самарский
конкурс-конференция научных работ
по оптике и лазерной физике,**

посвященный 90-летию со дня рождения Н.Г. Басова

7-11 ноября 2012 года

Сборник конкурсных докладов

Министерство образования и науки РФ
Самарский филиал федерального государственного
бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук
ФГБОУ ВПО «Самарский государственный университет»
Самарский научно-образовательный центр
по оптике и лазерной физике

X Всероссийский молодежный Самарский
конкурс-конференция научных работ
по оптике и лазерной физике,

посвященный 90-летию со дня рождения Н.Г. Басова

7-11 ноября 2012 года

Сборник конкурсных докладов

Самара, 2012

УДК 535+535: 621.373.826

X Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике. 7-11 ноября 2012 года. Сборник конкурсных докладов // ISBN 978-5-902-62224-6. 450 с.

В сборнике собраны работы участников **X Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике**. Работы представлены в авторской редакции.

Теоретические и экспериментальные исследования участников конкурса охватывают широкий круг проблем современной оптики, лазерной физики и нанотехнологий: исследование фотонных кристаллов, оптическое манипулирование, применение спекл-оптических методов для разработки контрольно-измерительных средств, взаимодействие лазерного излучения с биологическими средами, проблемы квантовой оптики и другие.

СОДЕРЖАНИЕ

Николай Геннадиевич Басов	10

Секция аспирантов и молодых специалистов

С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, С.В. Алфёров

Исследование острой фокусировки поляризационно-неоднородных лазерных пучков высокого порядка методами ближнепольной микроскопии	14

Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, А.В. Пахомов

Устойчивость поперечных оптических структур в широкоапертурных лазерах	20

В.А. Бураков, М.Л. Чернодуб, А.А. Фроня

Регистрация спектров горячей лазерной плазмы в диапазонах 8-10 Å и 30-90 Å	28

Е.В. Бурнаевская, Н.Д. Быстров

Лазерные измерения амплитуд и частот линейных и угловых виброперемещений	36

Е.А. Воронцова, А.К. Чернышов

Вейвлет-анализ спектрального контура на наклонном пьедестале	43

В.Л. Жбанова

Описание функций передачи модуляции модифицированных многослойных матриц	51

О.В. Зотеева, С.Н. Хонина

Исследование фокусировки гауссовых мод высокого порядка в одноосном кристалле	58

М.С. Иванов, А.И. Илларионов, О.В. Горева

Разработка алгоритма и программы автоматизации процесса обработки цифрового изображения для возможности оценки аберраций оптической системы нелинейно-оптическим методом	67

Е.С. Козлова

Моделирование фокусировки фемтосекундного импульса сферической плоско-выпуклой линзой	75

Р.Ш. Затрудина, М.А. Корнаухова

Расчет и анализ изомеров амидов пиридинмонокарбоновых кислот	81

В.В. Краснов, Ю.А. Кузищин Измерение характеристик модуляции фазы в ЖК ПВМС HOLOEYE PLUTO VIS.....	87
А.В. Заседателев, В.А. Кривенков, И.Л. Мартынов Фотофизические свойства наногибридных пленочных структур на основе квантовых точек CdSe/ZnS и CdSe/CdS/ZnS	94
Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин, Е.Г. Мангулова Перепутывание двух дипольно-связанных атомов, взаимодействующих с двухмодовым тепловым полем в резонаторе с высокой температурой	101
А.А. Морозов Использование микровзрывов частиц полистирола для манипулирования микрообъектами.....	109
С.С. Налегает, С.Э. Путилин, В.Г. Беспалов Особенности получения фемтосекундного спектрального суперконтинуума в квадратично-нелинейных кристаллических средах	117
Т.А. Неевина, И.Н. Компанец Метод параллельной коммутации оптических каналов и его возможные реализации.....	121
Ю.А. Никифорова Перепутывание в двухфотонных моделях при наличии штарковского сдвига.....	128
П.В. Павлов, А.Н. Малов, А.В. Ружников Эффективность применения спиральных лазерных пучков для диагностики авиационных деталей	136
В.Д. Паранин Исследование влияния наклонного падения света на эффективность дифракционных электрооптических deflectоров	143
С.Д. Полетаев Исследование возможности применения пленок молибдена для структурирования с высоким разрешением по технологии лазерной термохимической записи	150
Е.Н. Попов, В.А. Решетов Одиночный атом с вырожденными уровнями как ячейка квантовой памяти	156

А.П. Порфирьев

Метод формирования световых «бутылок» сложной формы с помощью дифракционных оптических элементов 164

В.П. Вейко, Г.В. Одинцова

Лазерно-индуцированное изменение оптических свойств нержавеющей стали 171

Ю.А. Ротц, В.О. Резникова, М.И. Ларичкин

Оптическая система оценки динамической остроты зрения 178

М.А. Рыков

Методология исследования свойств пучков сформированных ДОЭ для целей оптического захвата биологических микрообъектов 186

Сергеев Р.Н., С.В. Алембеков

Лазерные диагностические системы на основе помехоустойчивых цифровых спекл-интерферометров 193

Е.Ю. Сочкова, Е.Г. Мангулова

Атом-полевое перепутывание в многофотонных моделях Тависа-Каммингса 200

Л.А. Поршнева, П.А. Черёмхин

Методы численного восстановления и фильтрации синтезированных и цифровых голограмм Френеля 208

А.Ф. Черепко, Н.Д. Кундикова, Е.Н. Серебрякова

Исследование эритроцитов новорожденных с синдромом полиорганной недостаточности с помощью атомно-силовой микроскопии 215

А.А. Бирюков, М.А. Шлеенков

Функциональный метод описания динамики квантовых систем, взаимодействующих с электромагнитным полем 219

Л.В. Яблокова

Согласованное разностное решение уравнений нанопотоники. Одномерный случай 226

П.С. Ярьсько, В.С. Казакевич, П.В. Казакевич, И.Г. Нестеров

Получение коллоидного золота в различных жидкостях при использовании техники лазерной абляции в жидком азоте 234

Студенческая секция

С.В. Алембеков, Р.Н. Сергеев

Выбор схемы спекл-интерферометра для исследования
напряжённо-деформированного состояния объектов 243

Б.И. Афиногенов, В.О. Бессонов, И.В. Соболева, А.А. Федянин

Гибридные состояния таммовских и поверхностных
плазмон-поляритонов в одномерных фотонных кристаллах..... 250

А.Н. Бабкина, П.С. Ширшнев, В.А. Цехомский

Влияние температуры на фазовое состояние галогенидов меди в
стекле калиево-алюмо-боратной матрицы 257

А.С. Барсов, Д.И. Умов, А.В. Горохов

Когерентные состояния группы $SU(1,1)$ и теория спонтанного
параметрического взаимодействия..... 263

Н.Н. Булавин, Н.П. Козлов

Компенсационный датчик волнового фронта на
основе эффекта Тальбота..... 271

А.А. Бирюков, Я.В. Дегтярева, М.А. Шлеенков

Компьютерное моделирование динамики фазовых переходов в
модели Изинга с дальними корреляциями 278

И.А. Диасамидзе, Н.В. Марусин, В.Н. Храмов

Микропроцессорная система управления лазерным
усилительным комплексом 284

Д.С. Довженко, Ю.А. Кузищин

Лазерно-стимулированная десорбция/ионизация молекул
нитроароматических соединений сорбированных в
нанопористом кремнии..... 292

А.Д. Золотухина, И.А. Братченко, В.Н. Гришанов

Диагностический потенциал совмещения оптической когерентной
томографии с комбинационной спектроскопией..... 298

А.С. Инсапов

Исследование зависимости формы полос димольного излучения
синглетного кислорода на 634 нм и 703 нм, а так же соотношения
соответствующих констант реакции от температуры 305

А.В. Карсаков, А.В. Устинов, С.Н. Хонина

Моделирование действия фраксикона в параксиальном и
непараксиальном случаях..... 312

В.Г. Волостников, С.А. Кишкин Спиральные пучки как инструмент в распознавании контурных изображений.....	319
А.Л. Кузнецов, В.А. Китаева Нанопористые мембраны на основе монокристаллического кремния.....	328
Ю.О. Кузнецова Передача электронного возбуждения в АП-конверсионных наночастицах, содержащих редкоземельные ионы	335
М.С. Малышев Моделирование кинетики диссоциации молекулярного йода в присутствии синглетного кислорода.....	343
Э.Р. Мочелевская, А.В. Горохов Магнито-дипольные переходы в теории волчков.....	349
Е. Пантелей, В.Д. Паранин, О.Г. Бабаев Математическое моделирование градиентного дефлектора на основе z-срезов одноосных электрооптических кристаллов	355
А.В. Пахомов, А.А. Кренц Исследование устойчивости двумерных пространственно-временных картин оптического поля в широкоапертурных лазерах	361
Н.А. Рычков, А.А. Диденко Математическая модель и расчет спектра флуоресценции двухатомной молекулы в методе LIF-спектроскопии пламени	369
М.Н. Скрыбина, Е.В. Любин, А.А. Федянин Измерение параметров магнитного взаимодействия микрочастиц методом оптического пинцета	376
Л.А. Таскина, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко Оптические методы для определения меланомы кожи	384
А.П. Торбин, П.А. Михеев, В.Н. Аязов Гетерогенные реакции атомов йода в лазерной среде $O_2(^1\Delta)$ -I.....	392
А.С. Уваров, А.Н. Малов Оптические аспекты лучевой терапии	400
С.А. Фомченков, М.С. Глянько Разработка метода контроля шероховатости подложки при изготовлении дифракционных оптических элементов	407

Ю.А. Христофорова, И.А. Братченко, В.П. Захаров	
Математическая модель взаимодействия оптического излучения с кожей человека, учитывающая эффект рамановского рассеяния	414
Е.С. Худякова, А.Н. Гребенчуков	
Влияние отжига на спектральные зависимости оптического поглощения в кристаллах силленитов	421
Д.Ю. Черепко, Н.Д. Кундикова, И.И. Попков	
Дифракция полого цепочно-образного пучка	428
С.В. Чехонина	
Метод трансфер-матриц в описании резонансного взаимодействия излучения со слоистыми наноструктурами	433
Е.В. Шиндякин, А.Н. Малов	
Космическое лазерное излучение и квантовая теория рака	438
Т.И. Эрматов, М.Д. Таранюк	
Цифровая голография с использованием ПЗС-матрицы	443



НИКОЛАЙ ГЕННАДИЕВИЧ БАСОВ

Николай Геннадиевич Басов родился 14 декабря 1922 года в Воронежской губернии в г. Усмани (в настоящее время город находится на территории Липецкой области). Среднюю школу будущий академик и лауреат Нобелевской премии окончил в год начала Великой отечественной войны. Вскоре Н.Г. Басов был призван в действующую армию и служил в ней до конца 1945 года. После демобилизации Басов стал студентом Московского механического института боеприпасов (ныне Московский инженерно-физический институт), который окончил в 1950 году.

Начиная с 1948 года, имя Н.Г. Басова связано с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева (ФИАН). Именно здесь в 1948 году, будучи студентом, он начал работать лаборантом в лаборатории колебаний. В 1963 году организовал в институте Лабораторию квантовой радиофизики, которую возглавлял до своей смерти, с 1973 по 1989 годы был директором ФИАНа. Для сотрудников СФ ФИАН Н.Г. Басов является человеком, с которого начинается история филиала. Именно по совместной инициативе Н.Г. Басова и областного руководства в 1980 г. в Куйбышеве для решения фундамен-

тальных и прикладных задач в области создания новых лазерных систем и технологий был организован филиал ФИАН.

Но вернемся к 1950 году. По окончании института Н.Г. Басов был оставлен в аспирантуре у академика М.А. Леонтовича в группе А.М. Прохорова на новом научном направлении – радиоспектроскопии, и в 1953 году защитил кандидатскую диссертацию по теме «Определение ядерных моментов радиоспектроскопическим методом».

В 1952-1956 гг. Н.Г. Басов и А.М. Прохоров провели анализ эффектов усиления и генерации электромагнитного излучения квантовыми системами, создали принципиально новые квантовые генераторы и усилители радиочастотного диапазона – мазеры. Эти работы, а также исследования, выполненные в США Ч. Таунсом, открыли новую область физики - квантовую электронику. В 1959 году Н.Г. Басову и А.М. Прохорову за открытие нового принципа генерации и усиления электромагнитного излучения на основе квантовых систем присуждена Ленинская премия. А в 1964 году Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и Ч. Таунс стали лауреатами Нобелевской премии по физике за фундаментальные исследования в области квантовой электроники, приведшие к созданию мазеров и лазеров.

Принципы квантовой радиофизики Н.Г. Басов перенес на оптический диапазон. В 60-80-х годах этот подход находит воплощение в лазерах различных типов. Так в 1961 году впервые в мире Н.Г. Басов предлагает использовать в качестве активных сред полупроводники при различных методах возбуждения, в том числе при инжекции через p-n-переход. Этот метод привел к появлению инжекционных (диодных) лазеров, которые широко используются в науке и технике и сегодня являются основой современных технологий повседневной жизни (например, обработка и передача информации в линиях связи, считывание и запись CD и жестких дисков в компьютерах, считывание штрих кодов).

Одной из наиболее важных проблем для лазерной физики Басов считал проблему создания мощных лазеров. В 1962 году он инициировал и затем возглавил обширный цикл исследований, результатом которых стало создание целого семейства новых мощных лазеров - фотодиссоционных, эксимерных, электроионизационных, химических.

Через три года после открытия первого лазера и через год после того, как в 1962 году удалось реализовать импульсный режим работы лазера, Н.Г. Басов высказал идею об использовании лазера в термоядерном синтезе. Вместе с сотрудниками он ставит и развивает проблему создания ла-

зерного термоядерного реактора. При этом был рассмотрен не только чисто термоядерный реактор, но и гибридный (с использованием расщепляющихся материалов).

В 1982 г. также по его инициативе в ФИАНе была организована Межведомственная лаборатория по применению лазеров в хирургии.

Н.Г. Басовым и его сотрудниками были предложены и в 60-90-х годах развиты различные применения лазеров. Как неоднократно отмечал в своих интервью ученик Н.Г. Басова академик, директор ФИАН с 1994 по 2004 год О.Н. Крохин, «когда только появились лазеры, Николай Геннадиевич предсказал чуть ли не новую научно-техническую революцию, связанную с этим открытием. Многим тогда казалось это слишком большим преувеличением. Однако именно сейчас происходит интенсивное проникновение лазеров в современную технологию - от использования их в эндоскопических и глазных операциях до трансконтинентальных линий связи; от сверхточных измерений до компакт-дисков и лазерных принтеров».

Заслуги Н.Г. Басова перед отечественной и мировой наукой получили всеобщее признание. Он был дважды Героем Социалистического Труда, лауреатом Нобелевской, Ленинской и Государственной премий, был награжден золотой медалью им. М.В. Ломоносова АН СССР. В 1962 г. он стал членом-корреспондентом, а в 1966 г. - действительным членом АН СССР; Николай Геннадиевич являлся также членом многих иностранных академий.

В воспоминаниях современников и учеников Н.Г. Басов остался выдающимся физиком, удивительной личностью и исключительно креативной натурой. Вновь хочется привести цитату академика О.Н. Крохина из его статьи «Слово о Н.Г. Басове» (Квантовая электроника, 37, №12 (2007) - «Он был богат идеями, которые постоянно рождались в его голове. Обычно, знаете, если есть идея, то еще вопрос – есть ли вероятность ее реализации. У Николая Геннадьевича эта вероятность была примерно десять процентов - то, что реально шло в дело. Я считаю, что для научной идеи, которая рождает крупные научно-технические приложения, революционизирует жизнь – это огромный коэффициент: из десяти идей одна была реализована!»

*По материалам сайтов
кафедры лазерной физики МИФИ (lphys.mephi.ru),
СФ ФИАН (www.fian.smr.ru),
портала Российской Академии наук (www.ras.ru).*

СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ
И
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ
ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
ВЫСОКОГО ПОРЯДКА МЕТОДАМИ
БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ**

С.В. Карпеев^{1,2}, С.Н. Хонина^{1,2}, С.В. Алфёров¹

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет*

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²*Институт систем обработки изображений РАН*

(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)

e-mail: alferov_s@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Проведено исследование острой фокусировки пучков с радиальной и азимутальной поляризациями, сформированных оптической системой, основанной на сложении двух пучков с круговой поляризацией. Исследование проводилось методами ближнепольной микроскопии. Проведённые эксперименты показали различия распределений интенсивности в фокальной области для разных типов неоднородно-поляризованных пучков и в целом согласуются с результатами проведённого численного моделирования.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание исследователей привлекают лазерные пучки с поляризационно-неоднородным распределением [1]. Такие пучки могут быть полезны в задачах острой фокусировки и сверхразрешения. Для более детального изучения возможностей таких приложений необходимо исследование распределений интенсивности в фокальной области высокоапертурной фокусирующей системы при различных типах неоднородной поляризации. Одним из методов исследования распределений с субволновой локализацией света является сканирующая ближнепольная микроскопия [2]. Данная работа посвящена исследованию острой

фокусировки пучков с поляризационно-неоднородным распределением поля с помощью методов ближнепольной микроскопии.

2. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Существуют различные методы получения пучков с поляризационно-неоднородным распределением [3-5]. Предложенная нами оптическая схема для получения указанных пучков, основана на суммировании двух пучков с правой и левой круговыми поляризациями. Пучки также должны иметь фазовые сингулярности противоположных знаков. Непосредственное получение вихревых пучков из основной моды лазера возможно при помощи ДОЭ. Для решения поставленной задачи предлагается формировать пучки с вихревыми фазовыми сингулярностями противоположных знаков в сопряженных порядках дифракции при помощи бинарных ДОЭ. Такие ДОЭ хорошо известны [6] и производят вихревые пучки более высокого качества, чем спиральные фазовые пластинки в нулевом порядке, а, кроме того, гораздо проще в плане технологической реализации. Важно отметить, что ненужное или вредное в большинстве приложений свойство бинарных ДОЭ с несущей частотой - формировать сопряжённые порядки дифракции, в данном случае является необходимым и полезным. Оптическая схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

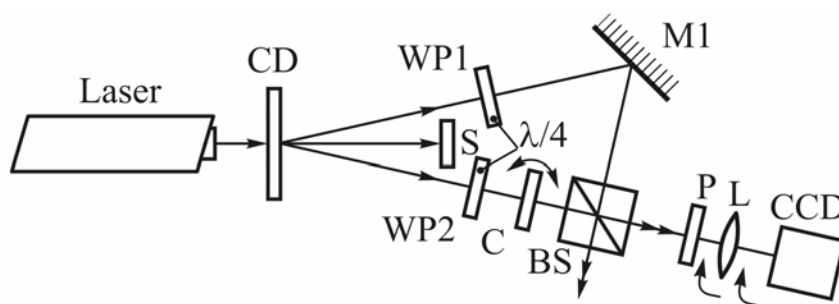


Рис. 1. Схема интерферометрического суммирования двух световых полей с круговыми поляризациями и фазовыми вихревыми пучками первого порядка с противоположными знаками. *S* – непрозрачная диафрагма, *WP1*, *WP2* – четвертьволновые пластинки, *C* – компенсатор, *CD* – ДОЭ с несущей частотой, *BS* – светоделиТЕЛЬ, *P* – поляризатор-анализатор, *L* – Фурье-объектив, *CCD* – ПЗС-камера

Оптическая установка, предложенная в данной работе (рис. 1) - это традиционный интерферометр, в котором функцию разделения пучков выполняет один бинарный ДОЭ с несущей частотой CD . Далее излучение нулевого порядка задерживается непрозрачной диафрагмой S . Регулировка необходимого фазового сдвига между суммируемыми пучками осуществляется здесь дополнительной плоскопараллельной пластинкой (компенсатор C) путем изменения угла ее установки относительно оптической оси. Полученные пучки соединяются при помощи светоделительного кубика BS . Необходимо отметить, что в данной оптической схеме образуется два идентичных пучка с неоднородной поляризацией. Один из них получается при суммировании двух пучков с четным, а другой - с нечетным числом отражений от зеркал. Легко видеть, что и в том и в другом случае складываются пучки с противоположными знаками топологических зарядов.

Бинарное кодирование элементов выполнялось с помощью метода частичного кодирования [7], позволяющего выдержать компромисс между точностью и дифракционной эффективностью формируемых пучков. Для наглядного пояснения указанного принципа на рис. 2 показан увеличенный фрагмент одного из ДОЭ. На нем видна дополнительная высокочастотная решетка для передачи амплитудной составляющей функции пропускания. Запись амплитудных бинарных ДОЭ выполнялась при помощи кругового лазерного записывающего устройства CLWS-200. Каждый ДОЭ имел размер 8×8 мм с несущей частотой около 30 лин/мм.

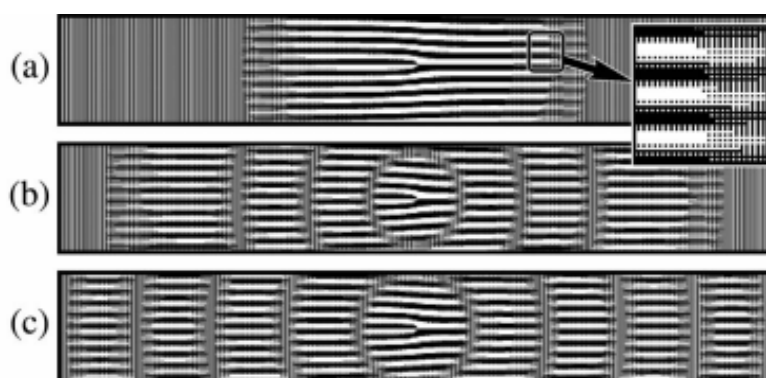


Рис. 2. Вид бинарных кодированных ДОЭ (центральная часть), формирующих фундаментальную гауссову моду (а), моду ЛГ (3,0) (b) и бесселевый пучок с добавленными вихревыми фазовыми составляющими первого порядка (с). Выноска на (а) показывает увеличенный фрагмент ДОЭ

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ СФОКУСИРОВАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Для исследования интенсивности поля ($\lambda = 632$ нм) в фокальной плоскости применялась СБОМ измерительная головка, входящая в комплект зондовой нанолaborатории ИНТЕГРА Соларис. Оптоволоконный зондовый датчик представлял собой заостренное одномодовое волокно, на конец которого был напылен слой металла с таким расчетом, чтобы на острие остался чистый участок с апертурой диаметром 50-100 нм. Подобные зонды применялись и в работе [2]. Для подвода фокусируемого пучка с неоднородной поляризацией к фокусирующему микрообъективу было изготовлено новое основание для измерительной головки. Система позиционирования фокусирующего высокоапертурного микрообъектива позволяла предварительно совмещать плоскость сканирования ближнепольного микроскопа с фокальной плоскостью микрообъектива, а также оптическую ось микрообъектива с осью фокусируемого пучка. Точность позиционирования позволяла в дальнейшем проводить сканирование пучка XYZ-сканером измерительной головки в пределах его диапазона перемещений. Для исследований были выбраны: 40× микрообъектив с числовой апертурой 0,6 и 60× микрообъектив с числовой апертурой 0,8.

Результаты измерений и моделирования приведены в таблице 1. Для всех пучков наблюдается кольцо вокруг центрального пика. Общим является то, что, при азимутальной поляризации всегда имеется нулевое значение в центре фокальной плоскости, а при радиальной поляризации с увеличением числовой апертуры возникает и растёт центральный пик. Провал в центре бесселева пучка с радиальной поляризацией в эксперименте получился несколько больше, чем при моделировании, что объясняется, видимо некоторым различием в положении плоскостей моделирования и проведенных измерений. Однако для пучка Лагерра-Гаусса при числовой апертуре 0,8 происходит полное формирование центрального пика, как и предсказывалось моделированием.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена и экспериментально исследована новая схема поляризационного конвертора для формирования пучков низших и высших порядков с неоднородной поляризацией, основанная на применении одного бинарного ДОЭ в качестве делителя и формирователя пучков. Бинарный

Таблица 1. Моделирование и натурный эксперимент острой фокусировки цилиндрических пучков.

Моделирование острой фокусировки цилиндрических пучков				Экспериментальное исследование острой фокусировки цилиндрических пучков			
Высшая мода Лагерра-Гаусса (3,0) В фокусе NA=0,8		Бесселев пучок вне фокуса, NA=0,6		Высшая мода Лагерра-Гаусса (3,0) В фокусе NA=0,8		Бесселев пучок вне фокуса, NA=0,6	
Тип поляризации							
радиальная	азимутальная	радиальная	азимутальная	радиальная	азимутальная	радиальная	азимутальная
Интенсивность (негативное изображение)							
Сечения							

ДОО формирует сопряженные по фазе вихревые пучки, которым перед сложением придают круговые поляризации противоположных направлений. Проведено исследование распределений в фокальной плоскости острогофокусированных поляризационно-неоднородных лазерных пучков высокого порядка методами ближнепольной микроскопии. Полученные распределения качественно согласуются с результатами моделирования и подтверждают эффективность применения пучков высокого порядка с радиальной поляризацией в задаче острой фокусировки и сверхразрешения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khonina, S.N., Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.V. Karpeev, S.N. Khonina, S.V. Alferov // Opt. Lett. – 2012. - Vol. 37, No. 12.
2. Descrovi, E. Optical properties of microfabricated fully-metal-coated near-field probes in collection mode // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. - Vol. 22, No. 7 - P. 1432.
3. Tidwell S.C., Ford D.H. and Kimura W.D., Generating radially polarized beams interferometrically // Applied Optics. – 1990. – V. 29. – P. 2234-2239.
4. N. Passilly, R. de Saint Denis, K. Aït-Ameur, F. Treussart, R. Hierle and J.-F. Roch, Simple interferometric technique for generation of a radially

- polarized light beam // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – V. 22(5). – P. 984-991.
5. S.C. Tidwell, G.H. Kim and W.D. Kimura, Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer // Applied Optics. – 1993. – V. 32. – P. 5222-5229.
 6. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, J. Lautanen, M. Honkanen, J. Turunen, Generating a couple of rotating nondiffracting beams using a binary-phase DOE // Optik. – 1999. – V. 110(3). – P. 137-144.
 7. S.N. Khonina, S.A. Balalayev, R.V. Skidanov, V.V. Kotlyar, B. Paivanranta, J. Turunen, Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11. – P. 065702-065708.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПОПЕРЕЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

Д.А. Анчиков^{1,2}, А.А. Кренц^{1,2}, А.В. Пахомов^{1,2}

¹Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

²Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: swadimaz@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена численному и аналитическому исследованию структур оптического поля, возникающих в поперечном профиле излучения широкоапертурных лазерных систем. На основе численного моделирования одномерной и двумерной системы уравнений Максвелла-Блоха рассмотрена пространственно-временная динамика широкоапертурного лазера при отрицательной и положительной частотных отстройках излучения. Построены диаграммы устойчивости основных режимов генерации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из причин возрастания интереса к поперечным структурам оптического поля является расширение области применения широкоапертурных лазеров, прежде всего миниатюрных твердотельных, а также полупроводниковых лазеров. Эти лазеры являются основным активным элементом в современных оптических каналах связи. В частности, конструкция полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором способствует генерации единственной продольной моды и очень большого числа поперечных. Нелинейное взаимодействие между последними приводит к формированию сложной поперечной структуры оптического поля, например, к решёткам оптических вихрей (рис. 1) и спиральным волнам. Природа таких явлений недостаточно изучена, но в последнее десятилетие ведутся активные работы по моделированию

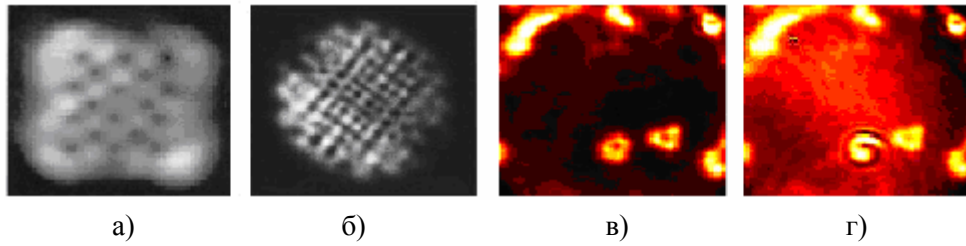


Рис. 1. Экспериментально полученные изображения: стационарных решеток вихрей в полупроводниковом лазере (а), твердотельном лазере (б), одиночных оптических вихрей в полу-проводниковом лазере (в) и интерферограммы со спиральной волной (г)

поведения широкоапертурного лазера с целью получения знаний о физических механизмах, влияющих на лазерную генерацию. Это даст возможность целенаправленно управлять пространственно-временной структурой профиля интенсивности, и позволит разработчикам лазерной техники решить задачи управления качеством пучка и генерировать излучение с требуемыми выходными характеристиками.

Целью данной работы было определение области устойчивости основных стационарных структур, возникающих в поперечном профиле оптического поля широкоапертурных лазеров, для двух принципиально различных случаев отрицательной и положительной отстройки частоты генерации.

2. МОДЕЛЬ ЛАЗЕРА. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ

Лазер, работающий на одной продольной моде плоскопараллельного резонатора и имеющий однородно уширенную линию, описывается полуклассической системой уравнений Максвелла-Блоха [1]:

$$\begin{cases} \partial_t E = ia\Delta_{\perp} E + \sigma(P - E), \\ \partial_t P = -(1 + i\delta)P + DE, \\ \partial_t D = -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}(E^* P + EP^*) \right]. \end{cases} \quad (1)$$

E, P, D - безразмерные огибающие электрического поля, поляризуемости и инверсии населенности соответственно. $\gamma = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp}$ и $\sigma = \kappa / \gamma_{\perp}$, где $\gamma_{\perp}$, $\gamma_{\parallel}$ и κ - скорости релаксации поляризуемости, инверсии населенности и опти-

ческого поля соответственно. $\delta = (\omega_{21} - \omega) / \gamma_{\perp}$ - отстройка между центром линии усиления и частотой генерации, обезразмеренная на ширину линии. $\Delta_{\perp}$ - двумерный оператор Лапласа, a - дифракционный параметр, где d - ширина апертуры, r - накачка, нормированная на пороговое значение.

В [2] дана простая качественная интерпретация причин различия в поведении системы при разных знаках отстройки. Дело в том, что при отрицательной отстройке для лазерной системы характерно излучение параллельно оси резонатора, однако при этом из-за рассогласования частоты генерации и частоты продольной моды резонатора уровень накачки порога генерации повышается. При положительной отстройке для достижения резонанса в лазерной системе наиболее выгодным является режим внеосевого излучения, или так называемых наклонных волн. В обоих случаях, но при разных условиях в системе может проявляться нерегулярная, хаотическая динамика.

3. ДИНАМИКА ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОТСТРОЙКЕ

При отрицательной отстройке у системы (1) есть два состояния равновесия: при $r < R_{th}$ тривиальное решение, соответствующее отсутствию генерации, и при $r > R_{th}$ однородное по пространству и времени решение, соответствующее приосевой генерации излучения:

$$I_{st} = |E_{st}|^2 = r - D_{st}, \quad D_{st} = 1 + \left(\frac{\delta}{1 + \sigma} \right)^2, \quad P_{st} = E_{st} \left(1 + i \frac{\Omega}{\sigma} \right), \quad \Omega = - \frac{\sigma \delta}{1 + \sigma} \quad (2)$$

Однако существуют области параметров, при которых это решение теряет устойчивость. В таких случаях в однородном профиле излучения могут возникать сложные несимметричные структуры такие, как, например, оптические вихри.

Был проведен анализ устойчивости однородного решения по отношению к модулированным по пространству возмущениям в виде:

$$\begin{aligned} E &= E_{st} + e_1(t) \exp(i(qx + \omega t)) + e_2(t) \exp(-i(qx - \omega t)), \\ P &= P_{st} + p_1(t) \exp(i(qx + \omega t)) + p_2(t) \exp(-i(qx - \omega t)), \\ D &= D_{st} + d(t) \exp(iqx) + d(t)^* \exp(-iqx), \end{aligned} \quad (3)$$

где $e_1(t)$, $e_2(t)$, $p_1(t)$, $p_2(t)$, $d(t)$ - амплитуды малых отклонений, q - волновое число возмущения, x - пространственная координата. После подста-

новки (3) в (1) и оставляя только линейные члены в уравнениях, была получена линейная система для амплитуд возмущений.

Анализ устойчивости полученной системы показал, что существуют области параметров, при которых реализуется амплитудная неустойчивость двух типов. Известно, что, если наибольшие собственные числа системы при возмущениях с $q=0$ имеют нулевую реальную часть, то это фазовая неустойчивость, если ненулевую - амплитудная. Неустойчивость, при которой наибольшие собственные числа системы имеют строго отрицательную или положительную реальную часть при $q=0$, в данной статье называется коротковолновой (КВ) или длинноволновой (ДВ) амплитудной неустойчивостью, соответственно. Были построены диаграммы устойчивости однородного решения в плоскости отстройка/накачка $\{\delta; r\}$, на которых выделены области амплитудной неустойчивостей обоих типов (рис. 2). Фазовых неустойчивостей обнаружено не было, и это согласуется с анализом из [3].

На рис. 3а изображены многочисленные устойчивые оптические вихри, возникающие на лазерной апертуре в ближней зоне. Они возникают в виде нерегулярных образований в случайных областях и ведут себя как броуновские частицы, хаотично двигаясь на апертуре. В дальней зоне – кольцевая форма излучения (рис. 3б). На рис. 3в изображены спиральные волны фазы, порождаемые оптическими вихрями. Параметры взяты из области ДВ-амплитудной неустойчивости.

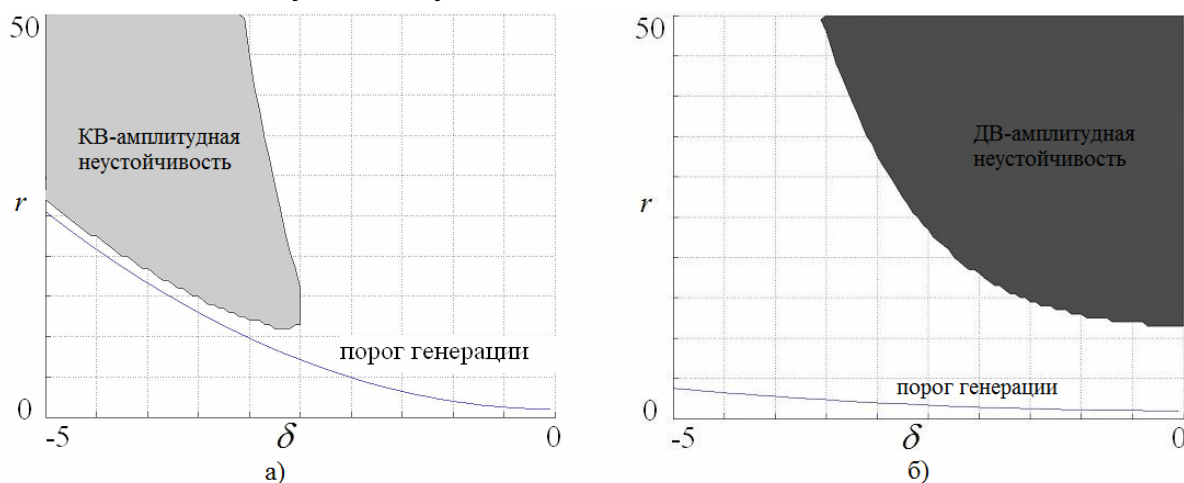


Рис. 2. Диаграммы устойчивости/неустойчивости однородного решения:
а) $\sigma = 0.01$, $\gamma = 0.2$, $a = 0.05$; б) $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $a = 0.05$

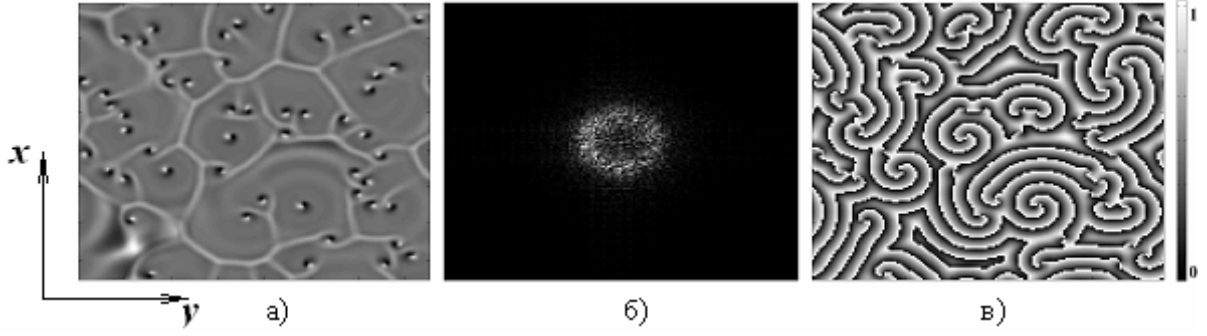


Рис. 3. Одиночные оптические вихри и спиральные волны. Слева направо: профиль интенсивности в ближней, дальней зоне и фазы

4. ДИНАМИКА ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОТСТРОЙКЕ

Для проведения наиболее полного двумерного анализа решений системы (1) при положительной отстройке переменные необходимо представить в виде сумм комплексных гармоник по двум возможным на плоскости парам ортогональных направлений:

$$E(t, r) = \sum_{j=1}^4 E_j(t) \exp(i(\vec{k}_j \vec{r} + \Omega t)), P(t, r) = \sum_{j=1}^4 P_j(t) \exp(i(\vec{k}_j \vec{r} + \Omega t)), \quad (4)$$

$$D(t, r) = D_0 + \sum_{j=1}^4 d_{j,j}(t) \exp(2i\vec{k}_j \vec{r}) + \sum_{j=1}^4 d_{j,j+1}(t) \exp(i(\vec{k}_j + \vec{k}_{j+1}) \vec{r})$$

где $|\vec{k}_j| = k_{\perp} = \sqrt{\delta/a}$, $\Omega = -\delta$, $\delta > 0$, $j = 1, 2, 3, 4, 1, 2, \dots$

Здесь $d_{j,j}$ и $d_{j,j+1}$ - комплексные амплитуды стационарных возмущений инверсии населенностей D , индексирование ведется по соответствующим волновым векторам (рис. 4). Причем имеют место соотношения

$$d_{j,j} = d_{j+2,j+2}^*, \quad d_{j,j+1} = d_{j+2,j+3}^*, \quad (5)$$

т.к. инверсия D должна быть вещественной.

После подстановки решения (4) в систему (1), пренебрегая высшими гармониками и принимая во внимание (5), была получена линейная система из 13 обыкновенных уравнений для амплитуд комплексных гармоник. Эта система имеет несколько особых точек, соответствующих различным состояниям генерации излучения или его отсутствия. Изучалось поведение малых отклонений от частных решений, по характеру которого можно судить об устойчивости особой точки.

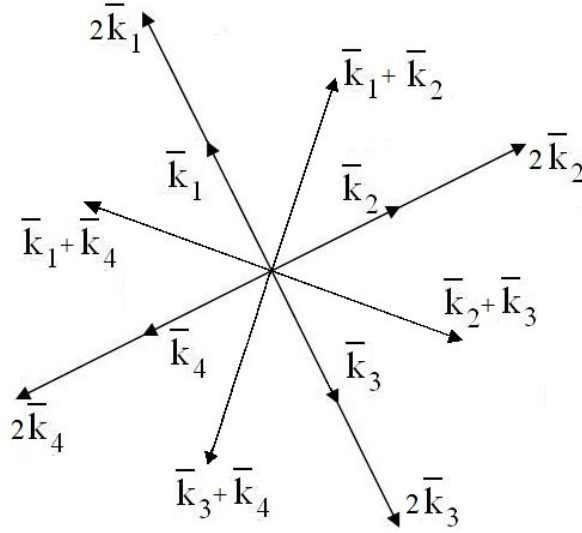


Рис. 4. Расположение волновых векторов четырех поперечных волн на плоскости и 8-ми возмущений инверсии населенности

Стоячим поперечным волнам (модам пустого резонатора) соответствует следующее решение: $|E_j|^2 = |P_j|^2 = \frac{r-1}{9}, D_0 = \frac{5r}{9} + \frac{4}{9},$

$$d_{j,j} = \frac{1-r}{9} e^{i(\varphi_j - \varphi_{j+2})}, d_{j,j+1} = \frac{2(1-r)}{9} e^{i(\varphi_j - \varphi_{j+3})}, \text{ где } j=1, 2, 3, 4, 1, 2, \dots$$

Для этой особой точки выполняется фазовое соотношение $(\varphi_1 + \varphi_3) - (\varphi_2 + \varphi_4) = 0$. Согласно проведенному анализу для резонатора с плоскопараллельными зеркалами эта структура неустойчива при любых параметрах. Действительно, в численном моделировании эти структуры также неустойчивы и имеют место лишь на протяжении конечного периода времени при накачке близкой к порогу генерации. Затем образуется одна из устойчивых структур.

Особая точка, соответствующая стационарной решетке вихрей, имеет вид: $|E_j|^2 = |P_j|^2 = \frac{r-1}{5}, D_0 = \frac{r}{5} + \frac{4}{5}, d_{j,j} = \frac{1-r}{5} e^{i(\varphi_j - \varphi_{j+2})}, d_{j,j+1} = 0, \text{ где } j=1, 2, 3, 4, 1, 2, \dots$ Фазовое соотношение для решетки вихрей $(\varphi_1 + \varphi_3) - (\varphi_2 + \varphi_4) = \pi + 2\pi n, n \in \mathbb{Z}$. Устойчивость этой особой точки зависит от параметров лазера γ, σ и r . Но в общем случае это решение устойчиво при небольших превышениях уровня накачки относительно порога генерации, затем в результате бифуркации Андронова-Хопфа решетка вихрей становится неустойчивой.

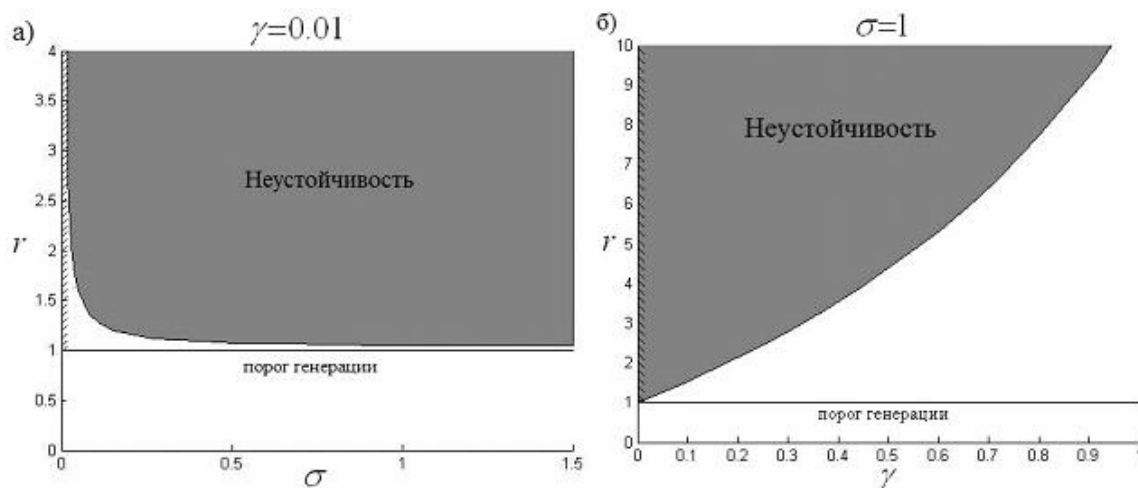


Рис. 5. Диаграммы устойчивости решеток вихрей: (а) – на плоскости $\{\sigma; r\}$ для $\gamma = 0.01$; (б) – на плоскости $\{\gamma; r\}$ для $\sigma = 1$

На основе линейного анализа решения системы (7) были построены диаграммы устойчивости/неустойчивости по отношению к малым возмущениям в двух плоскостях $\{\sigma; r\}$ и $\{\gamma; r\}$ (рис. 5а и 5б). Результаты, полученные в [4, 5] для уравнения Свифта-Хохенберга, подтверждаются анализом для полной системы (1): в лазерах класса А решетки вихрей устойчивы при любых параметрах накачки. Напротив, для лазеров класса В решение в виде решетки вихрей всегда неустойчиво. Это в свою очередь согласуется с результатами, полученными в [6].

5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитически рассмотрена динамика лазера при положительной и отрицательной отстройке, описываемая полной системой уравнений Максвелла-Блоха в частных производных.

Показано, что для случая положительной отстройки поперечная мода плоскопараллельного резонатора является неустойчивой структурой. Решетки вихрей устойчивы в конечном интервале значений накачки выше порога. Были построены диаграммы устойчивости решеток вихрей при различных параметрах лазерной системы. Установлено, что выводы, сделанные для полной системы Максвелла-Блоха, согласуются и в предельных случаях лазеров класса А и В могут быть сведены к ранее полученным результатам для упрощенных моделей лазеров с адиабатическим исключением переменных.

При отрицательной отстройке была изучена устойчивость однородного решения системы уравнений в частных производных по отношению к модулированным по пространству возмущениям. Аналитически построены бифуркационные диаграммы для стационарного решения. Получена качественная и количественная согласованность численных результатов с аналитическими.

Работа была частично поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг.» (контракты №№ 14.740.11.1140, 14.740.11.0999, 14.132.21.1423), контрактом № 2.560.2011 Минобрнауки РФ и НИР ГР 01201156352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Scheuer Optical Vortices Crystals: Spontaneous Generation in Nonlinear Semiconductor Microcavities// Science 285, 230 (1999).
2. M.A. Schulz-Ruhtenberg. Experimental analysis of spatial states in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers/ Thesis (2008).
3. Заикин А.П., Молевич Н.Е. Влияние скорости кросс-релаксации на поперечную динамику излучения// Квантовая электроника, 34, №8 – 2004.
4. Staliunas K., Sanchez-Morsillo V.J. Transverse patterns in nonlinear optical resonators// STMP 183, 2003.
5. Анчиков Д.А., Кренц А.А. Решетки вихрей в широкоапертурных лазерах// Известия СНЦ РАН, Самара, 2012 – т.14, №4, с.201-205.
6. Staliunas K., Weiss C.O. Nonstationary vortex lattices in large-aperture class B lasers// J. Opt. Soc. Am. B, 1995, V. 12, № 6.

РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ ГОРЯЧЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИАПАЗОНАХ 8-10 Å И 30-90 Å

В.А. Бураков, М.Л. Чернодуб, А.А. Фроня

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук
(119991, г. Москва, Ленинский просп., 53)
e-mail: vburakov@inbox.ru, nastya708@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

На установке "Канал-2" ЛВЛИ ФИАН разработаны и реализованы диагностические каналы для исследования излучения лазерной плазмы в мягком (30-90 Å) и жестком (8-10 Å) рентгеновских спектральных диапазонах на основе спектрографа скользящего падения и спектрографа по схеме Иоганна. Проведенные эксперименты позволили зарегистрировать спектры излучения мишеней из B_4C , Mg , Al при плотностях потока лазерного импульса на мишени $\sim 10^{13}$ - 10^{14} Вт/см².

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная плазма (ЛП) представляет огромный интерес для исследований как источник электромагнитного излучения различных спектральных диапазонов и различных частиц [1]. Она возникает в результате воздействия греющего лазерного импульса на мишени различных составов. Плотность ЛП изменяется от плотности твердого тела до вакуума, температура же варьируется в пределах от единиц эВ до нескольких кэВ. В столь широком диапазоне параметров изучаемых объектов спектроскопические методы исследования являются наиболее универсальными.

В случае плотной ЛП, когда плотность электронов $n_e \sim 10^{20}$ см⁻³, основную информацию о ее параметрах несут линии рентгеновского спектра. Анализ отдельных линий спектра излучения плазмы позволяет определить параметры лазерной плазмы.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты изучения рентгеновских спектров лазерной плазмы твердотельных мишеней в диапазонах 30-90 Å и 8-10 Å, и предварительные данные по опреде-

лению электронной плотности и температуры плазмы по полученным спектрам.

2. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КАНАЛЫ

2.1. Канал на основе спектрографа скользящего падения (GIS-S)

GIS-S представляет собой специально разработанный в отделении Оптики ФИАН компактный ВУФ спектрограф скользящего падения [2]. Для регистрации интегральных по времени спектров использовалась ПЗС-линейка TCD1304A с люминофором на базе *P-46*, размер зерна которой составлял 3 мкм, а размер ячейки - 8x200 мкм. Использование внеуландовской схемы регистрации позволило значительно упростить процедуру установки и юстировки прибора. В используемой схеме спектрограф был съюстирован таким образом, чтобы центральная длина волны составляла $\lambda_0 = 80 \text{ \AA}$. Спектральный интервал, в котором дефокусировка была пренебрежимо мала, был не меньше 50 $\text{\AA}$.

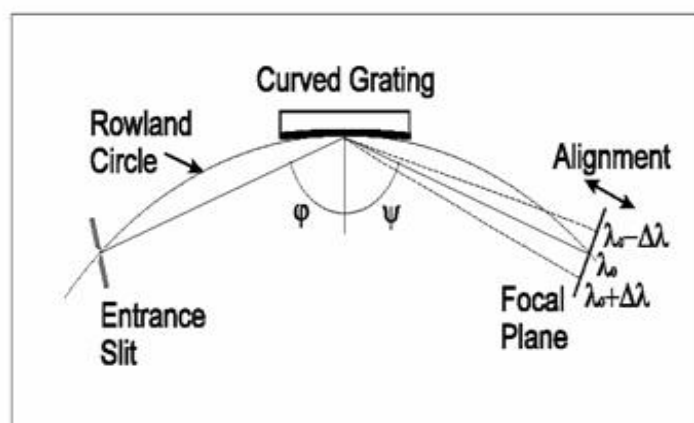


Рис. 1. Схема работы спектрографа GIS-S

2.2. Канал на основе спектрографа по схеме Иоганна

Спектрограф состоит из цилиндрического корпуса высотой $h = 20 \text{ см}$, радиусом $R = 14 \text{ см}$, в боковой стенке которого имеется входное отверстие круглого сечения; крышкой спектрографа служит одна из торцевых стенок цилиндра.

В качестве материала кристалла использована слюда ($2d = 19,84 \text{ \AA}$). Кристалл изогнут в сагиттальном и меридиональном направлениях по ра-

диусу $R = 100$ мм. В наших экспериментах расстояние от мишени до кристалла составило $l = 520$ мм.

Выбор геометрии расположения кристалла относительно источника диктуется условиями эксперимента (необходимостью размещения одновременно нескольких приборов диагностического комплекса вблизи мишени). Расположение источника вне круга фокусировки приводит к некоторому снижению светосилы спектрографа по сравнению со значением, когда источник расположен точно на круге. Но в нашем случае эффекты дефокусировки, связанные с отклонением поверхности кристалла от круга Роуланда несущественны, и разрешающая способность спектрографа в этом случае определяется в основном шириной кривой отражения кристалла.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В представленных экспериментах на установке "Канал-2" [3, 4] ЛВЛИ ФИАН лазерному воздействию подвергались мишени различного химического состава и структуры, в частности, твердотельные из Mg , B_4C , и Al .

Твердотельные мишени из Mg представляли собой металлические фольги толщиной от 100 мкм до 500 мкм. Наибольшее внимание было уделено получению и идентификации спектров магния, т.к. одной из основных задач было однозначная градуировка спектрографа скользящего падения GIS-S, а резонансные линии магния в диапазоне длин волн $\lambda = 40-70$ Å определяются однозначно.

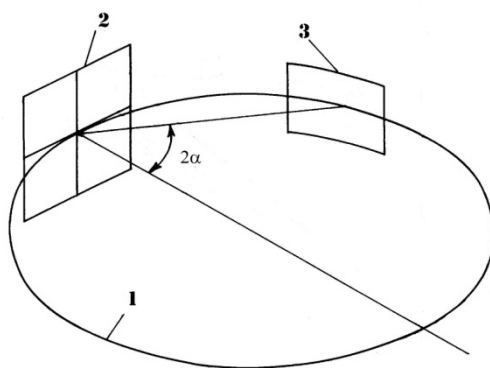
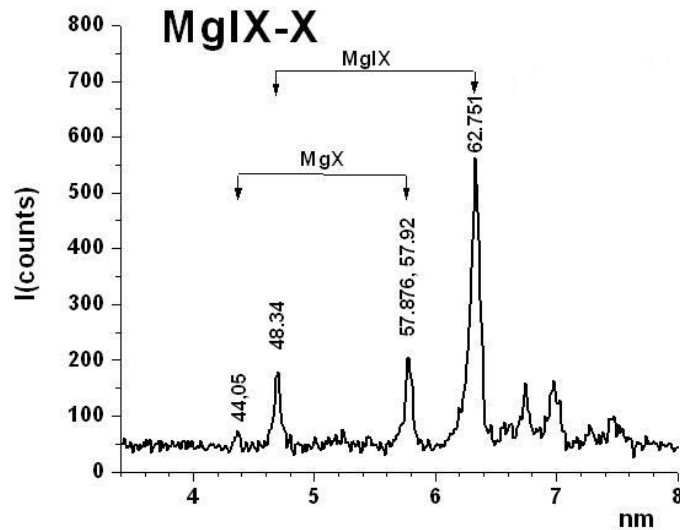
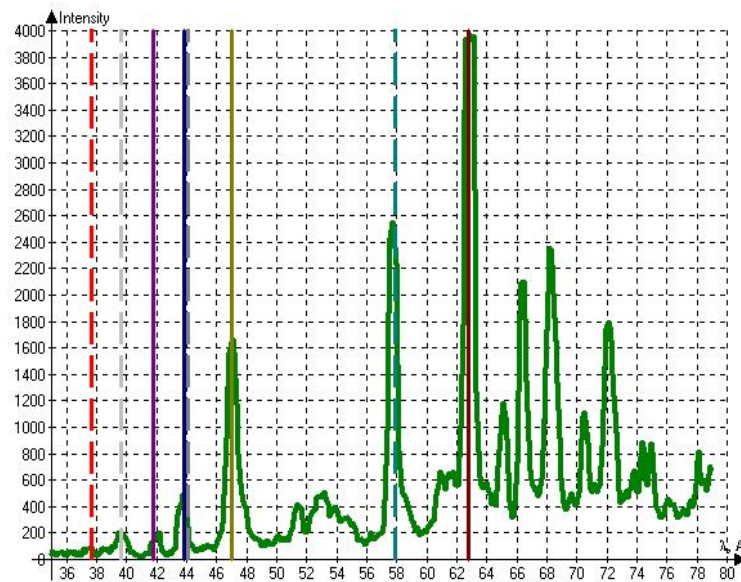


Рис. 2. Принцип работы спектрографа по схеме Иоганна: 1 - круг Роуланда, 2 - кристалл слюды, 3 - плоскость регистрации



(a)



(б)

Рис. 3. Спектры плазмы Mg в диапазоне $35\text{-}80\text{\AA}$ для энергий импульса 20Дж (a) и 35Дж (б)

Приведенные спектры (рис.3) получены с использованием спектрографа скользящего падения. В спектре, представленном на рис.3а, удалось однозначно идентифицировать наиболее интенсивные, резонансные линии. Восстановленные значения длин волн совпали с теоретическими значениями [5]. На рис.3б представлен спектр, идентичный предыдущему, но с большей энергией и, как следствие этого, с большим набором линий. Используя предварительные результаты (рис.3а), и табличные значения [5],

были установлены две серии линий, по 4 в каждой, принадлежащие соответственно [He]- и [Li]-подобным ионам.

По схожим причинам были выбраны мишени, содержащие углерод C – это простота идентификации линий. Мишени из B_4C - бруски, размером 3x2x0.5см. Спектр, полученный в результате выстрела по данному веществу, представлен на рис.4. По полученным данным (рис.3-4) построен градуировочный график GIS-S (рис.5).

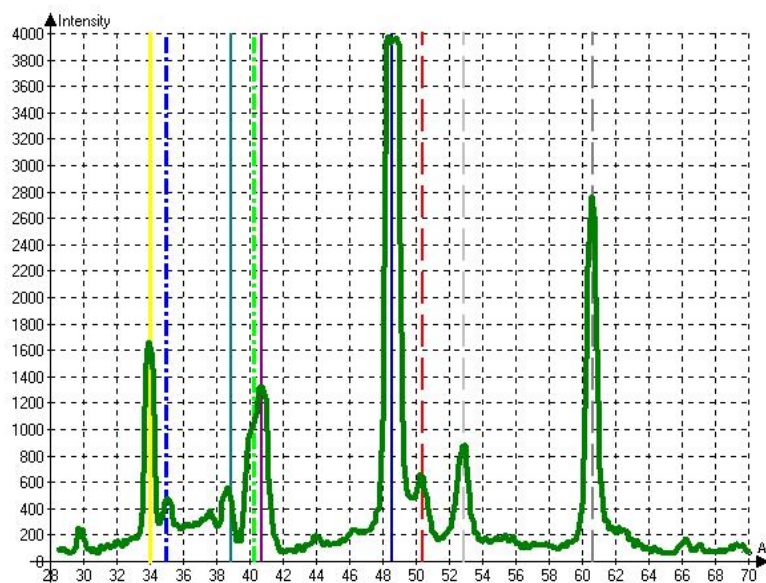


Рис. 4. Спектр плазмы B_4C в диапазоне 35-70Å для энергии

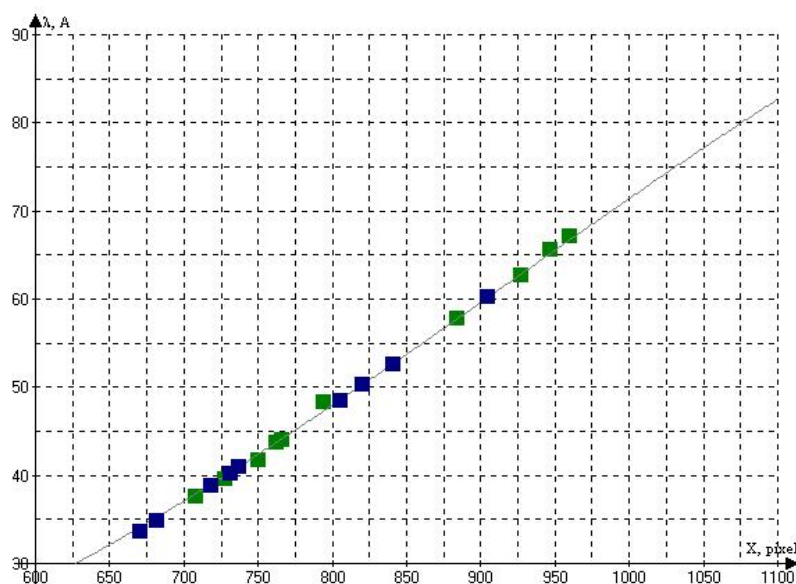


Рис. 5. Градуировочный график спектрографа GIS-S

С помощью спектрографа по схеме Иоганна был зарегистрирован спектр [He]-подобных ионов Mg (рис.6). Зафиксировано наличие диэлектронных сателлитов j, k (применяются общепринятые обозначения сателлитов, приведенные, например, в [4]). По отношению интенсивностей линий диэлектронных сателлитов j, k к резонансной линии w оценивается электронная температура. В нашем случае при энергии лазера 25 Дж она составила $\sim 180\text{эВ}$.

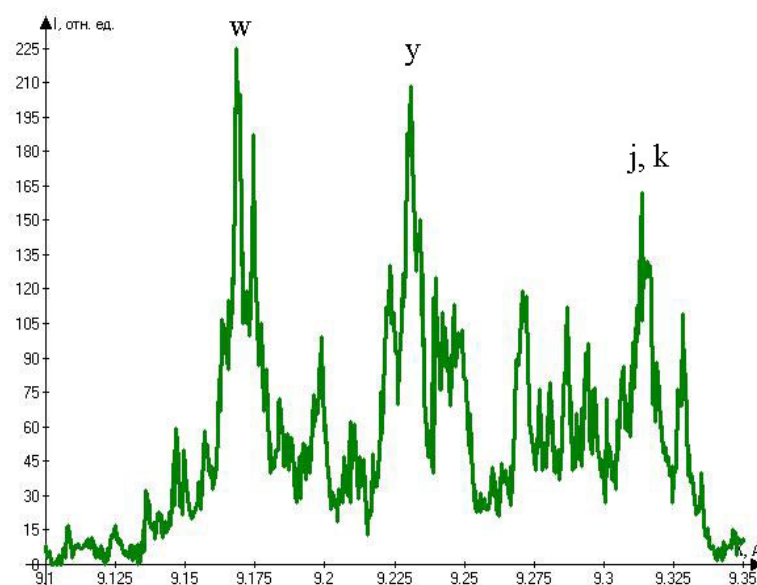


Рис. 6. Спектр плазмы Mg в диапазоне $9.1\text{-}9.4\text{\AA}$ для энергии импульса 25Дж

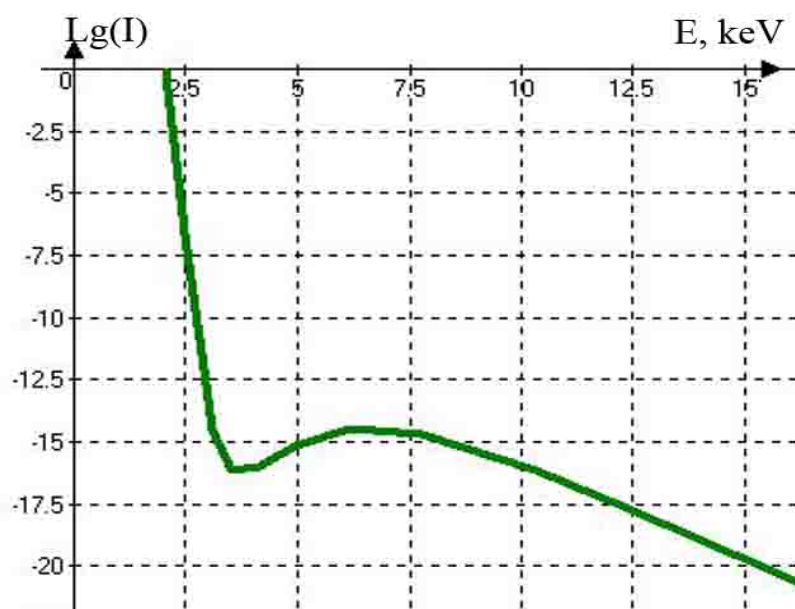


Рис. 7. Восстановленный спектр плазмы Al в диапазоне для энергии импульса 25Дж

Отношение интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий (w и y) позволяет определить электронную плотность; по оценкам она составила $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В качестве контрольной методики применялся метод восстановления спектра по кривым ослабления [6]. Обработка кривых ослабления излучения, прошедшего сквозь бериллиевые фильтры, осуществлялась по методу минимизации функционала направленных расхождений, описанному в [6]. На рис.7 представлен спектр алюминиевой мишени при энергии лазерного излучения 20 Дж. В области энергий квантов выше 7 кэВ кривая соответствует максвелловскому спектру при $T_e = 0,4 \text{ кэВ}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенной работы получены следующие результаты:

1. Созданы диагностические каналы на основе спектрографа скользящего падения GIS-S в спектральном диапазоне 30-90 Å и канал на основе спектрографа со сферическим кристаллом по схеме Иоганна в спектральном диапазоне 8-10 Å.
2. С помощью спектрографа скользящего падения GIS-S были зарегистрированы ВУФ-спектры мишеней различного состава. Используя сводные данные, полученные на спектрографе скользящего падения (рис.3-4), была построена градуировочная кривая в основном рабочем диапазоне спектрографа, представленная на рис.5.
3. С помощью спектрографа, использующего схему Иоганна, были зарегистрированы рентгеновские спектры металлических мишеней (рис.6). По отношению относительных интенсивностей сателлитных линий j , k и резонансной линии w оценена электронная температура. Её значение составило $\sim 180 \text{ эВ}$.
4. Восстановлены рентгеновские спектры по данным, полученным с помощью метода поглотителей (рис.7). Оцененная электронная температура ЛП составила $\sim 400 \text{ эВ}$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы работы выражают благодарность Шевелько А.П. за предоставленный спектрограф GIS-S, Кологривову А.А. за ряд ценных замечаний при подготовке данной статьи. Отдельную благодарность авторы выражает

коллективу Лаборатории ВЛИ ОКРФ ФИАН за постановку экспериментов на установке "Канал-2" и ее руководителю - Стародубу А.Н.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-31441).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. Физика и применения. М.: Наука, 2003.; Диагностика плотной плазмы / Под ред. Н.Г. Басова. – Москва: Наука, 1989.
2. Шевелько А.П. ВУФ-спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод–катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" (SNL). Препринт ФИАН, 2008.
3. С.И. Федотов, Л.П. Феокистов, М.В. Осипов, А.Н. Стародуб Lasers for ICF with a Controllable Function of Mutual Coherence of Radiation, Journal of Russian Laser Research, 25(1), 2005.
4. В.А. Бураков, Б.Л. Васин, А.А. Кологривов, М.В. Осипов, В.Н. Пузырев, А.Н. Стародуб, А.А. Фроня, М.Л. Чернодуб, О.Ф. Якушев Комплекс рентгеновской диагностики на установке "Канал-2", Препринт ФИАН, 2012
5. R.L. Kelly Atomic and Ionic Spectrum Lines Below 2000 Angstromes, 1982
6. А.А.Кологривов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов Восстановление спектра непрерывного рентгеновского излучения лазерной плазмы по кривым ослабления, Препринт ФИАН, 1981.

ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУД И ЧАСТОТ ЛИНЕЙНЫХ И УГЛОВЫХ ВИБРОПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Е.В. Бурнаевская, Н.Д. Быстров

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: burn_kat@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Предлагаются лазерные измерители параметров вибраций, позволяющие одновременно фиксировать три пространственные компоненты перемещений поверхности – две угловые и одну поступательную. Для измерения угловых компонент перемещений используется зеркальная составляющая отраженного поверхностью излучения, а поступательной – диффузная. Показано, что применение в виброметрах структурированных в пространстве и времени лазерных пучков, повышает быстродействие виброметров и расширяет номенклатуру измеряемых параметров.

1. ВВЕДЕНИЕ

Бесконтактные оптические методы измерения вибраций выгодно отличаются от контактных отсутствием механической связи и, следовательно, влиянием зонда или датчика на объект измерений и измеряемые параметры. Из известных трех групп оптических методов измерения вибраций: доплеровских, голографических и зеркальных, последние отличаются относительной простотой приборного обеспечения и интерпретации результатов, а также широким диапазоном измеряемых частот и амплитуд вибраций.

Траектория движения элемента колеблющейся поверхности содержит ценную информацию об особенностях колебательной системы и внешних воздействиях. Идентификация форм колебаний элементов конструкций требует измерений виброперемещений по нескольким пространственным координатам в последовательной или параллельной постановке экспери-

мента. Естественно, что параллельная постановка эксперимента возможна лишь при использовании многокомпонентных измерителей. Предлагается лазерный измеритель виброперемещений, в котором реализован зеркальный метод, источником измерительной информации являются диффузная и зеркальная компоненты отраженного от вибрирующей поверхности излучения. Виброметр позволяет измерять одновременно две угловые и одну поступательную координаты перемещений элемента колеблющейся поверхности исследуемого объекта, на который сфокусировано лазерное излучение, а также частоты соответствующих колебаний.

2. ПРИНЦИП ЛАЗЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ АМПЛИТУД И ЧАСТОТ ВИБРОПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Предлагаемый оптический измеритель предназначен для измерения амплитуд и частот угловых и линейных виброперемещений. Он может быть использован при решении задач дистанционной бесконтактной вибродиагностики машин, механизмов, строительных конструкций и сооружений.

Известен оптический измеритель вибраций удаленных объектов, описанный в [1]. В нем чувствительным элементом является телекамера с матричным фоточувствительным прибором с зарядовой связью (ФПЗС), сигнал которой обрабатывается ПЭВМ, а параметры вибрации объектов рассчитываются по коэффициенту корреляции последовательно фиксируемых изображений.

Оптический измеритель работает по изображениям колеблющегося объекта, т.е. в нем полезно используется лишь диффузная компонента отраженного объектом излучения. К недостаткам описанного в вышеупомянутой статье измерителя также можно отнести то, что он способен измерять компоненты виброперемещений объектов поперечные оптической оси телекамеры, частоты которых в десятки раз меньше кадровой частоты телекамеры.

Другой оптический измеритель колебаний по отклонению оптического пучка описан в [2]. В этом измерителе полезно используется лишь зеркальная компонента отраженного колеблющимся объектом излучения, и измеритель неспособен разделить угловые и поступательные виброперемещения.

Наиболее близким техническим решением является лазерный измеритель амплитуды угловых и линейных виброперемещений [3]. Устройство содержит лазер, за которым вдоль его оптической оси излучения расположены полупрозрачная пластина, телекамера с ФПЗС-матрицей, дополнительная вторая телекамера с фоточувствительной ПЗС-матрицей, расположенная в фокальной плоскости объектива телекамеры, оптическая ось которого перпендикулярна вибрирующей поверхности, двухканальное устройство сопряжения с ПЭВМ и ПЭВМ, оптическая ось первой телекамеры с ФПЗС-матрицей ориентирована наклонно к оптической оси падающего на вибрирующую поверхность лазерного пучка, выходы обеих телекамер соединены с входами двухканального устройства сопряжения, выход которого соединен с входом ПЭВМ.

Использование лазера с регулируемой частотой следования импульсов позволяет наряду с измерением амплитуд линейных и угловых вибраций измерять их частоты [4]. На рис. 1 показана схема лазерного измерителя амплитуд и частот линейных и угловых виброперемещений.

Устройство содержит оптически связанные лазер с регулируемой частотой следования импульсов 1, полупрозрачную пластину 2, полупрозрачную пластину 3 с матовой 4 и зеркальной 5 поверхностями, телекамеру 6 с объективом 7 и матричным фотоприёмником 8, телекамеру 9 с объективом 10 и матричным фотоприёмником 11, двухканальное устройство сопряжения 12, ПЭВМ 13, 14 – вибрирующаяся поверхность, совпадающая в зоне измерения с координатной плоскостью xOy . Выходы телекамер 6 и 9 соединены с входами двухканального устройства сопряжения 12, выход которого соединен с входом ПЭВМ 13. Полупрозрачная пластина 3 закреплена на колеблющейся поверхности 14 матовой стороной 5 к вибрирующей поверхности, матричный фотоприёмник 8 телекамеры 6 установлен в фокальной плоскости объектива 7, матричный фотоприёмник 11 телекамеры 9 установлен на расстоянии резкого изображения от объектива 10 пятна лазерного коллимированного излучения на матовой поверхности 4. Оптические оси телекамеры 6 и лазерного пучка после отражения от полупрозрачной пластины 2 перпендикулярны полупрозрачной пластине 3 и вибрирующей

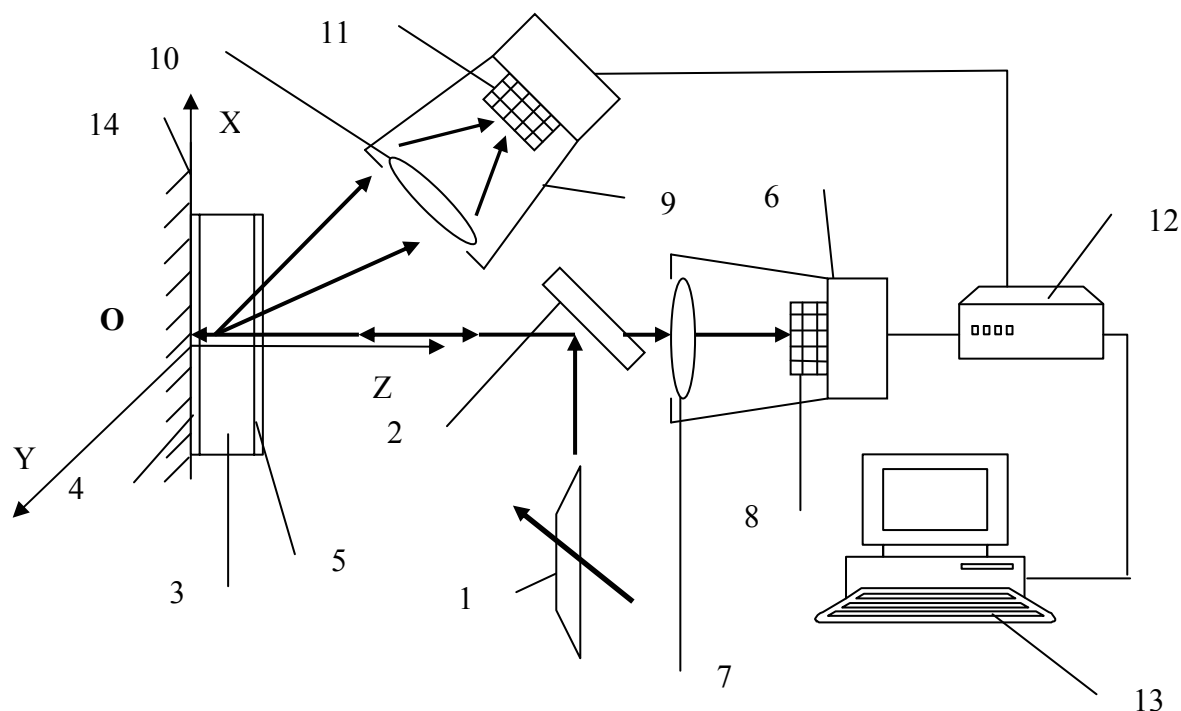


Рис. 1. Лазерный измеритель амплитуд и частот линейных и угловых виброперемещений: 1 – лазер; 2, 3 – полупрозрачная пластина; 4 – матовая поверхность; 5 – зеркальная поверхность; 6, 9 – телекамера; 7, 10 – объектив; 8, 11 – фотоприемник; 12 – устройство сопряжения; 13 – ПЭВМ

поверхности 14. Оптическая ось телекамеры 9 составляет некоторый угол φ с полупрозрачной пластиной 3 и вибрирующей поверхностью 14, значение которого определяется расстоянием до поверхности 14 и амплитудой ее виброперемещений.

Устройство работает следующим образом. В отсутствие вибраций устройство юстируется так, чтобы коллимированное излучение падало перпендикулярно зеркальной поверхности 5 полупрозрачной пластины 3, отраженное зеркальной поверхностью 5 полупрозрачной пластины 3 излучение распространялось вдоль оптической оси телекамеры 6, а оптическая ось телекамеры 9 составляла известный угол φ с нормалью к матовой поверхности 4 полупрозрачной пластины 3.

Зеркальная компонента отраженного полупрозрачной пластиной 3 коллимированного излучения собирается объективом 7 телекамеры 6 на фоточувствительной площадке матричного фотоприёмника 8. Расположение фоточувствительной площадки матричного фотоприёмника 8 в фо-

кальной плоскости объектива 7 позволяет преобразовывать угловые перемещения отраженного зеркальной поверхностью 5 полупрозрачной пластины 3, вызванные вибрациями, в смещения фокального пятна по фоточувствительной площадке матричного фотоприёмника, пропорциональные фокусному расстоянию объектива 7. Нормальное падение отраженного от полупрозрачного зеркала 2 лазерного пучка на вибрирующую поверхность и перпендикулярность оптической оси объектива 7 к той же поверхности обеспечивает одинаковую чувствительность к угловым перемещениям поверхности 14 относительно двух взаимно перпендикулярных осей, лежащих в ее плоскости. При наличии угловых колебаний поверхности 14 траектория лазерного пучка в фокальной плоскости объектива 7 будет описывать одну из фигур Лиссажу, которая при выборе частоты следования импульсов лазера 1 кратной частоте угловых колебаний распадется на систему точек. Размах фигур Лиссажу, рассчитанный ПЭВМ 13 по оцифрованным устройством сопряжения 12 изображениям при известном фокусном расстоянии объектива 7, и даст значения амплитуд угловых виброперемещений поверхности 14, а количество точек, на которые разбивается фигура позволит определить частоты угловых колебаний.

Поступательные вибросмещения поверхности 14, имеющие отличную от нуля компоненту в направлении падающего лазерного пучка, вызовут перемещения изображения его следа на матовой поверхности 4 полупрозрачной пластины 3 по поверхности матричного фотоприёмника телекамеры 9. При высокой частоте виброколебаний по сравнению с кадровой частотой телекамеры изображение следа будет иметь форму отрезка. Длина отрезка вместе с известным углом φ и параметрами объектива 10 являются исходными данными для расчета амплитуды линейных виброперемещений в направлении оптической оси падающего на поверхность лазерного пучка с помощью ПЭВМ 13. При этом длина отрезка определяется по оцифрованным устройством сопряжения 12 изображениям также с использованием ПЭВМ 13. Выбор частоты следования импульсов лазера 1 кратной частоте поступательных виброперемещений, также приведет к разбиению отрезка на систему точек, количество которых при известной частоте следования импульсов лазерного излучения однозначно связано с частотой линейных виброперемещений, что позволит определить частоту этих линейных виброперемещений.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ТЕХНИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

Предложенное техническое решение было апробировано на макете канала измерителя амплитуд и частот угловых виброперемещений, собранного по схеме, представленной на рис. 2. Колебания мембраны телефона возбуждались звуковым генератором ГЗ-118. Источником импульсного лазерного излучения являлся одномодовый лазерный модуль KLM-M650-4-5 видимого диапазона с мощностью излучения 4 мВт в спектральном диапазоне 650 нм и возможностью модуляции оптического сигнала TTL-импульсами с частотой следования до 500 кГц. TTL импульсы модуляции подавались с выхода генератора ГЗ-112. Угол падения излучения на мембрану не превышал 5° , т.е. практически соответствовал рис. 1.

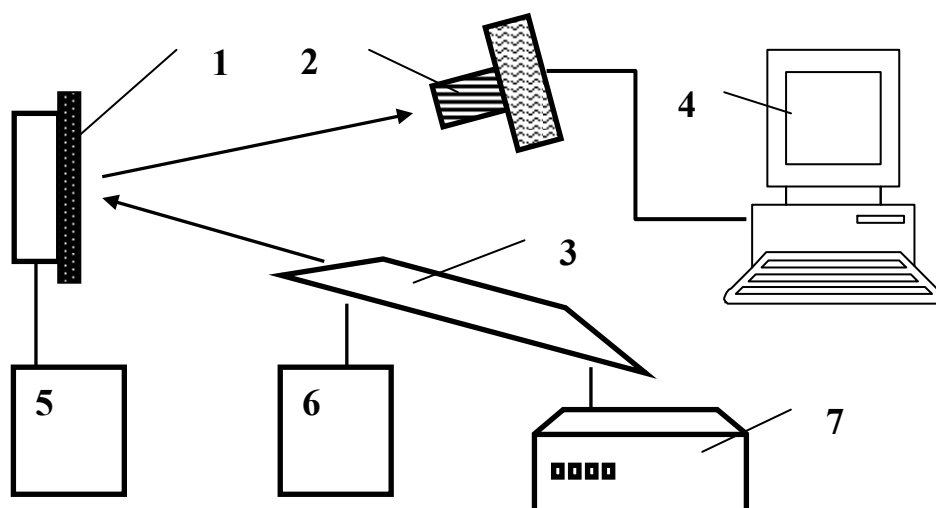


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 - телефон; 2 – телекамера SK-1004; 3 - лазерный модуль KLM-M650-4-5; 4 – ПЭВМ с устройством сопряжения Aver Media TV-Phone; 5 – генератор ГЗ-118; 6 – генератор ГЗ-112; 7 – источник питания Б5-44А

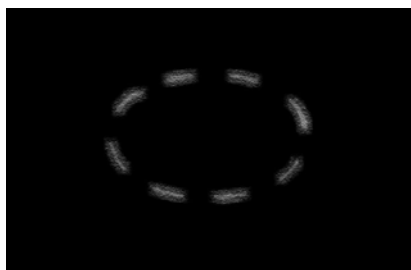


Рис. 3. Зафиксированный кадр при соотношении частот колебаний мембраны и частот модуляции мощности излучения лазера 1:8

В процессе эксперимента путём подбора частоты модулирующего генератора ГЗ-112 удавалось фиксировать устойчивые картинки, типа представленной на рис. 3, по которым легко оценивалась частота угловых колебаний мембраны телефона.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена экспериментально апробированная схема лазерного виброметра, которая позволяет одновременно измерять амплитудные и частотные параметры трёх компонент виброперемещений – двух угловых и одной поступательной. Для измерения параметров поступательных смещений вибрирующей поверхности используется диффузная компонента отраженного ею излучения, а угловых – зеркальная.

Современные лазеры являются рекорсменами по генерации наиболее коротких импульсов. Импульсы длительностью в 100 фемтосекунд уже генерируются в коммерчески доступных лазерах, а частоты модуляции полупроводниковых лазеров в 10 гигагерц (соответствует длительности в 0,1 наносекунду) являются стандартом современных оптоволоконных информационных систем, т.е. технических проблем с генерацией столь коротких лазерных импульсов нет. Таким образом, предложенное авторами устройство позволяет измерять виброчастоты, недоступные современным доплеровским, голографическим и спекл-интерферометрическим приборам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Georgi W., Brümmer F. et al. *Optisches Verfahren zur Schwingungsmessung an entfernter Objekten* // "tm", 1993. - V. 60. - № 6. - P. 223 – 227.
2. Jenkins D.F.L. *Measurement of the modal shapes of inhomogeneous cantilevers using optical beam deflection*. // "Meas. Sci Technol.", 1995. - V. 6. - № 2. - P.160 - 166.
3. Гришанов А.В., Гришанов В.Н. Лазерный измеритель амплитуды угловых и линейных виброперемещений. – Патент РФ № 2324906 С2, М.кл. G01H 9/00. Бюл. 20.05.2008, № 14.
4. Гришанов В.Н, Гришанова Е.В, Нигматулин И.Р. и др. Лазерный измеритель амплитуд и частот линейных и угловых виброперемещений. Заявка на полезную модель РФ № 2012121018, приоритет от 22.05.2012.

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНОГО КОНТУРА НА НАКЛОННОМ ПЬЕДЕСТАЛЕ

Е.А. Воронцова, А.К. Чернышов

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)
e-mail: cat.chernyshova@fian.smr.ru.*

АННОТАЦИЯ

Описана методика обработки сигнала диодно-лазерного спектрометра, представляющего собой контур поглощения на наклонном пьедестале. Основанный на непрерывном вейвлет-преобразовании подход позволяет идентифицировать тип спектрального уширения, определять ширину и амплитуду исследуемого контура без проведения прямых измерений. Работоспособность процедуры продемонстрирована с помощью обработки синтезированных на компьютере модельных сигналов спектрометра с добавлением случайных шумов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря простоте осуществления спектральной перестройки выходного излучения диодные лазеры (ДЛ) получили широкое распространение в спектроскопии в качестве источников зондирующего излучения. В частности, спектральную перестройку диодного лазера обычно выполняют путем изменения прямого рабочего тока, что, однако вызывает изменения не только оптической частоты, но и интенсивности выходного излучения. В результате при записи спектра поглощения, контуры молекулярных линий будут расположены на изменяющемся с длиной волны (в общем случае по весьма сложному закону) пьедестале. Даже в идеальном случае, при линейной «световая мощность – ток» характеристике ДЛ и подавленной паразитной интерференции в оптических элементах, в выходном сигнале спектрометра будет наблюдаться пьедестал в виде наклонной базовой линии.

Наличие переменного пьедестала затрудняет извлечение точной спектроскопической информации из записанного профиля молекулярной линии. Были развиты методики на основе балансного фотодетектирования [1]

и спектроскопии производных [2], которые позволяют частично (а в особых случаях даже полностью) устранить пьедестал в сигнале. К сожалению, в рамках аппаратного подхода любая методика неизбежно усложняет конструкцию спектрометра, так что теряются компактность и простота юстировки — основные преимущества, которые предоставляют диодные лазеры.

Альтернативный подход, устраняющий влияние пьедестала и не меняющий конфигурацию ДЛ-спектрометра, может быть основан на современных методиках цифровой обработки сигналов. Например, в работе [3] с помощью непрерывного вейвлет-преобразования (НВП) были идентифицированы доплеровский и лоренцевский типы спектральных контуров и определены их параметры по сигналу на горизонтальной базовой линии. Поскольку вейвлеты разных масштабов в некотором смысле аналогичны полосовым фильтрам различной спектральной ширины, можно предполагать, что НВП-методика позволит выделить компоненты сигнала поглощения на фоне медленно изменяющегося пьедестала. Цель данной работы заключалась в проверке возможности идентификации контура молекулярной линии по сигналу диодно-лазерного спектрометра с наклонным пьедесталом и случайными шумами с помощью НВП-методики.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

2.1. Идентификация контура Доплера

Для определения типа спектральной линии необходимо найти вейвлет-проекцию $D(a, b)$ от исследуемого сигнала $f(x)$ [4]

$$D(a, b) = \frac{1}{C} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \psi(x, a, b) dx \quad (1)$$

где C — нормировочный коэффициент, $\psi(x, a, b)$ — вейвлет; x — отстройка от центра линии; a и b — частотный масштаб и сдвиг. Затем для набора масштабов a_k необходимо определить значения сдвига b_{0k} , при которых вейвлет-проекция

$$D(a, b_0) = 0 \quad (2)$$

Полученные пары чисел (a_k, b_{0k}) задают координаты точек характеристической линии исследуемого сигнала $f(x)$, по параметрам которой можно идентифицировать тип спектрального уширения. Например в работах [3,5]

аналитически получено, что для идеального сигнала $f_{d1}(x, \sigma_d)$ с амплитудой A и доплеровским профилем с шириной на полувысоте σ_d

$$f_{d1}(x, \sigma_d) = A \exp\left(-x^2 \frac{\ln 2}{\sigma_d^2}\right), \quad (3)$$

при использовании вейвлета заданного выражением

$$\psi_d(x, a, b) = \frac{1}{A} \frac{\partial^2}{\partial x^2} f_{d1}(x - b, a), \quad (4)$$

зависимость координаты b_0 «нулевой» точки проекции $D(a, b)$ от масштаба a будет удовлетворять условию

$$b_0^2 = \frac{1}{2 \ln 2} (a^2 + \sigma_d^2). \quad (5)$$

Равенство (5) задает характеристическую прямую в координатах (a^2, b_0^2) с углом наклона 36° . Тогда, если «нулевые» точки доплеровской вейвлет-проекции произвольного сигнала $f(x)$ с координатами (a_k^2, b_{0k}^2) хорошо ложатся на прямую (5), то профиль $f(x)$ представляет собой контур Доплера.

Рассмотрим сигнал $f_{d2}(x, \sigma_d)$ представляющий собой контур Доплера на наклонном пьедестале (рис.1а) в случае слабого поглощения ($s < 1$)

$$f_{d2}(x, \sigma_d) = (1 + sx) \left(1 - f_{d1}(x, \sigma_d)\right), \quad (6)$$

где s – коэффициент наклона, учитывающий скорость изменения лазерной мощности от частоты. Вычислим численно доплеровские вейвлет-проекции (1) сигнала $f_{d2}(x, \sigma_d)$ используя вейвлет (4) и затем определим для набора масштабов a_k соответствующие значения b_{0k} , удовлетворяющие выражению (2). Для удобства сравнения полученный набор точек с координатами (a_k^2, b_{0k}^2) аппроксимировался прямой d по методу наименьших квадратов (рис.1б). Из рисунка видно, наклон подгоночной прямой для характеристических точек от $f_{d2}(x, \sigma_d)$ равен 36° , что соответствует наклону характеристической прямой (5) для идеальной доплеровской линии. Таким образом, можно считать, что $f_{d2}(x, \sigma_d)$ представляет доплеровский контур на наклонном пьедестале, как и закладывалось в модельном сигнале (6).

После идентификации типа контура была определена его полуширина по величине отрезка, отсекаемого подгоночной прямой на оси ординат. Как следует из (5), для доплеровского контура длина отсекаемого отрезка равна $0,72\sigma^2$. В модельном сигнале $f_{d2}(x, \sigma_d)$ использовалась полуширина

$\sigma = 10$ ед., что соответствует сдвигу на 72 ед. подгоночной линии на рис.1.б. Необходимо отметить, данный подход позволяет оценивать полуширину контура σ_d без прямых измерений, что важно при анализе зашумленных сигналов.

Для определения амплитуды $f_{d2}(x, \sigma_d)$ использовалось выражение, полученное в работе [6] для сигнала без пьедестала.

$$A = \frac{D(a, b_{\max})(a^2 + \sigma^2)^{\frac{3}{2}}}{\frac{5}{2} a^2 \sigma}. \quad (7)$$

Здесь $D(a, b_{\max})$ значение вейвлет-проекции (1) в точке соответствующей максимуму исследуемого сигнала (в данном случае $b_{\max}=0$). Поскольку амплитуда сигнала постоянна, то из (7) следует, что значения параметра A определенные с помощью вейвлет-проекций различных масштабов a должны совпадать. Данные на рис.1в, полученные для сигнала на пьедестале $f_{d2}(x)$ соответствуют значению A заложенному в модели (6) и подтверждают независимость от масштаба вейвлет-проекции.

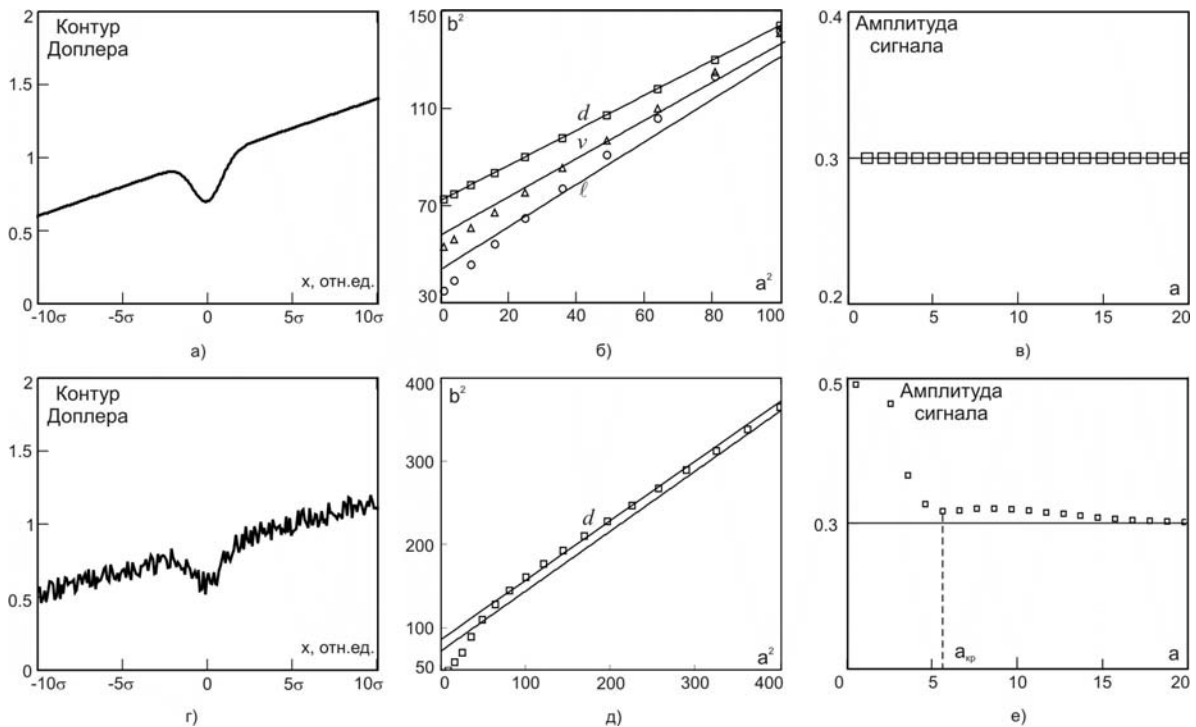


Рис. 1. Идентификация доплеровского контура: а) сигнал на наклонном пьедестале ($A=0,3$; $\sigma_d=10$; $s=0,004$); б), д) зависимость нулевых точек вейвлет-проекций b_0 от масштаба a ; в), е) зависимость амплитуды сигнала A от масштаба вейвлета a ; г) сигнал содержащий случайный шум

2.2. Идентификация контура Лоренца

Применим описанную выше методику к лоренцевскому контуру

$$f_{L1}(x, \sigma_L) = A \frac{\sigma_L^2}{x^2 + \sigma_L^2}, \quad (8)$$

где σ_L – полуширина на полувысоте, A – амплитуда сигнала. Вейвлет-функция, используемая для идентификации в данном случае имела вид [3, 5]

$$\psi_L(x, a, b) = \frac{1}{A} \frac{\partial^2}{\partial x^2} f_{L1}(x - b, a). \quad (9)$$

В работах [3,6] были получены аналитические выражения для характеристической прямой, соответствующие лоренцевскому контуру без пьедестала

$$b_0 = \frac{1}{\sqrt{3}}(a + \sigma_L) \quad (10)$$

и амплитуды

$$A = \frac{D(a, b_{\max})(\sigma_L + a)^3 \sqrt{6}}{8a^3 \sigma_L \sqrt{\pi a}}. \quad (11)$$

Уравнение характеристической прямой (10) в координатных осях (a, b_0) определяет прямую с углом наклона $\alpha = 30^\circ$, отсекающую на оси ординат отрезок длиной $0,577\sigma_L$.

Модельный лоренцевский сигнал на наклонном пьедестале (рис. 2а) задавался выражением

$$f_{L2}(x, \sigma_L) = (1 + sx)(1 - f_{L1}(x, \sigma_L)). \quad (12)$$

Результаты численных расчетов, демонстрирующие возможность идентификации и определения основных параметров лоренцевской линии на наклонном пьедестале с помощью НВП-методики приведены на рис. 2б. По сигналу с наклонным пьедесталом определена полуширина ($\sigma_L = 10$ ед.) и амплитуда ($A = 0,3$ ед.).

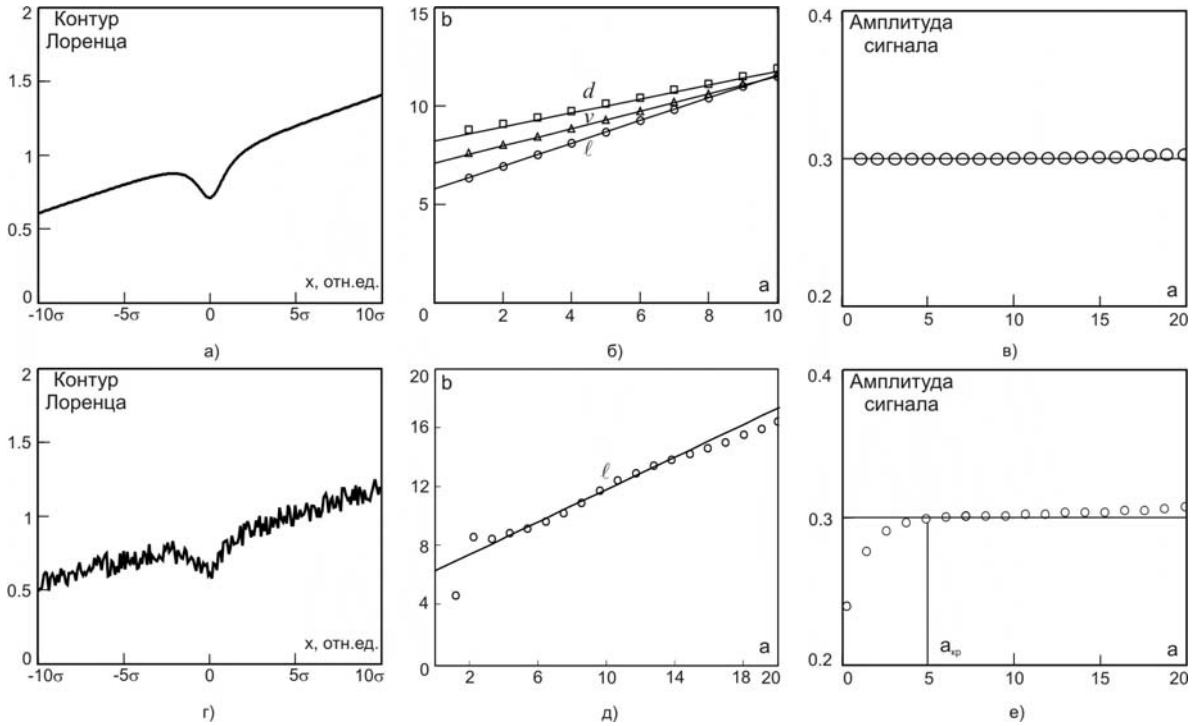


Рис. 2. Идентификация лоренцевского контура: а) сигнал на наклонном пьедестале ($A=0,3$; $\sigma_L=10$; $s=0,004$); б), д) зависимость нулевых точек вейвлет-проекций b_0 от масштаба a ; в), е) зависимость амплитуды сигнала A от масштаба вейвлета a ; г) сигнал содержащий случайный шум

2.3. Идентификация контура Фойгта

Рассмотрим фойгтовский контур, представляющий собой свертку доплеровского и лоренцевского контуров [6]

$$f_{V1}(x, \sigma_L, \sigma_d) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_L^2}{(x-t)^2 + \sigma_L^2} \exp\left(-t^2 \frac{\ln 2}{\sigma_d^2}\right) dt. \quad (13)$$

Модельный фойгтовский сигнал на наклонном пьедестале задавался стандартным образом

$$f_{V2}(x, \sigma_L, \sigma_d) = (1 + sx)(1 - f_{V1}(x, \sigma_L, \sigma_d)). \quad (14)$$

Из-за трудностей связанных с определением явного вида вейвлета, соответствующего контуру Фойгта, для идентификации сигнала (14) был использован предложенный в [5] метод исключения. Этот подход основан на том, что (в обычных условиях) в спектрах молекул наблюдаются только доплеровские, лоренцевские и фойгтовские спектральные линии. Тогда, если прямая линия аппроксимирующая «нулевые» точки вейвлет-проекций сигнала не совпадает с характеристической линией (5) для контура Допле-

ра или линией (10) для контура Лоренца, то исследуемый контур считается фойгтовским. Результаты обработки сигналов от трех базовых контуров с помощью вейвлетов (4) и (9) представлены на рис. 1б и 2б. Видно, что точки соответствующие фойгтовскому сигналу укладываются на аппроксимирующие прямые линии ν , которые занимают промежуточное положение между характеристическими прямыми (5) и (10). Это хорошо согласуется с тем фактом, что Доплер и Лоренц являются предельными профилями для контура Фойгта. К сожалению, метод исключения идентифицирует только характер уширения исследуемой спектральной линии, не позволяя количественно оценить ее параметры.

В реальном сигнале ДЛ-спектрометра помимо наклонного пьедестала неизбежно присутствуют шумы. Для моделирования реальных сигналов в выражения (6), (12) добавлялся случайный «белый» шум (рис. 1г, 2г), так чтобы отношение сигнал/шум составляло порядка 2. Результаты применения к зашумленным сигналам методики непрерывного вейвлет-преобразования представлены на рис. 1д,е и рис. 2д,е. Из рисунков видно, что в отличие от идеальных сигналов с наклонным пьедесталом, характеристические нулевые точки зашумленных сигналов не лежат на одной прямой. Для зависимости нулевых точек b_0 вейвлет-проекции от масштаба a , численно рассчитанные точки совершают колебания около характеристической прямой. Причем наиболее сильные отклонения соответствуют малым масштабам. Это особенно хорошо видно на графиках для амплитуды (рис. 1е, 2е), по которым определялись значения критических масштабов вейвлет-проекций $a_{кр}$. Затем наклон характеристической аппроксимирующей прямой на рис. 1д, 2д вычислялся для точек с координатами $a > a_{кр}$. Относительная погрешность для вычисления наклона характеристической линии и ширины контура составила 15%. Кроме того, несмотря на небольшое отношение сигнал/шум расчет амплитуды сигнала также в пределах погрешности дает верное значение.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методика на основе непрерывного вейвлет-преобразования использована для обработки модельных сигналов диодно-лазерного спектрометра на наклонном пьедестале. Продемонстрирована возможность идентификации доплеровского и лоренцевского типа уширения спектрального контура

и определения его основных параметров. Также выполнена идентификация контура Фойгта с использованием метода исключений.

Показано, что работоспособность метода сохраняется при добавлении к модельному сигналу на наклонном пьедестале случайных шумов. В частности, как для доплеровского так и лоренцевского сигнала с $\text{SNR} = 2$ определен тип спектрального контура, его полуширина и амплитуда. Таким образом, применение НВП-методики позволит увеличить надежность измерений слабых поглощений с помощью диодно-лазерного спектрометра без внесения каких-либо изменений в конфигурацию.

В заключение авторы благодарят д.ф.-м.н. Абрамочкина Е.Г. за обсуждение работы, высказанные ценные замечания, а также помощь в выполнении расчетов.

Работа выполнена при поддержке УНК ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. B. Carlisle, D. E. Cooper. Tunable-diode-laser frequency-modulation spectroscopy using balanced homodyne detection. // Opt.Letters, 1989, v. 14(23), p. 1306-1308.
2. D. C. Hovde, C.A.Parsons. Wavelength modulation detection of water vapor with a vertical cavity surface-emitting laser. // Appl. Opt., 1997, v. 36(06), p. 1135-1138.
3. Д.З. Галлимулин, А.Ю.Воробьев и др. Определение структуры сложного контура с учетом влияния случайного шума. // Сборник статей 9-ой международной молодежной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», 2005, №9, с. 197-200.
4. И. Добеши. 10 лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 464 с.
5. А.К. Чернышов, Е.А. Чернышова. Применение непрерывного вейвлет-преобразования для идентификации формы спектральной линии. // Известия СНЦ, 2012, т.14, №4, с. 227-231.
6. E.D. Tomassi, A. Castrillo, G. Gasa, L. Gianfrani. An efficient approximation for a wavelength-modulated 2nd harmonic lineshape from a Voigt absorption profile. // J. Quant.Spectr. Rad. Trans., 2008, v. 109, p. 168-175.

ОПИСАНИЕ ФУНКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ МОДУЛЯЦИИ МОДИФИЦИРОВАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ МАТРИЦ

В.Л. Жбанова

Филиал «Национального исследовательского университета «МЭИ»

в г. Смоленске

(214013, г. Смоленск, Энергетический проезд, 1)

e-mail: vera-zhbanova@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе представлены две модификации матриц цифровой фотокамеры многослойной структуры. Модификации являются гибридом двух основных типов матриц: пространственной структуры и многослойной. Показано, что предлагаемые матрицы устраняют недостатки существующих матриц, а также приносят ряд достоинств. Доказано, что модификации имеют лучшие функции передачи модуляции интерполяции цвета, описывающие пространственно-частотные свойства алгоритма интерполяции.

1. ВВЕДЕНИЕ

В основе технологии, представленной в [1] (рис.1), лежит физическое явление, заключающееся в том, что с увеличением длины волны световых волн растет и глубина их проникновения в полупроводник. Фотодиоды, созданные чередованием зон проводимости первого и второго типа, размещают один под другим на характерных глубинах для улавливания фотонов синего, зеленого и красного цвета. Таким образом, получается универсальный датчик, регистрирующий информацию о всех трех цветовых компонентах изображения в одной точке, точно соответствующей координатам формируемого пикселя. В сенсоре Foveon светочувствительный элемент каждого пикселя состоит из трёх слоев.

Слои входят друг в друга, чередуясь по типу основных носителей (n-типа и p-типа), каждый следующий слой образует новую потенциальную яму – в зависимости от слоя, для электронов либо для «дырок». Толщина и материал слоя подбираются таким образом, чтобы разделение проникающих фотонов происходило именно по тем

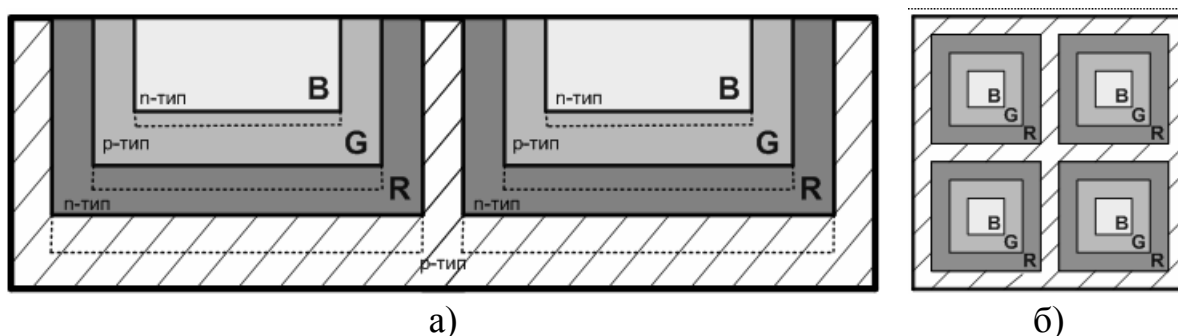


Рис. 1. Светочувствительные элементы сенсора Foveon X3: а) – вид с боку; б) – вид сверху

диапазонам спектра, которые содержат основные цвета.

Однако у этой схемы есть ряд побочных эффектов:

- антиблэминг с вертикальным электронным дренажом практически невозможен, поскольку потенциальные ямы основных цветов пикселя расположены одна над другой. Реализация бокового дренажа приводит к значительному уменьшению площади светочувствительной области, которая и так весьма не велика.

- при распределении фотонов по слоям часть их неизбежно будет поглощена при переходе из одного слоя в другой. В результате чувствительность матрицы уменьшается.

- при съёмке с максимально открытой диафрагмой увеличивается процент лучей, падающих на поверхность сенсора под большим углом, что может привести к проникновению в «чужой» слой фотонов.

Для борьбы с этими недостатками производители разрабатывали разные модификации Байеровской системы цветоделения. Но полученные системы требуют ещё более сложных расчётов, поэтому в массовом производстве модифицированные Байеровские схемы практически не применяются.

При интерполяции цвета в Байеровской системе цветоделения (рис.4) каждому элементу приемника излучения присваиваются все три значения основных цветов, из них одно действительное, соответствующее цвету светофильтра, а два являются результатом интерполяции, поэтому происходит размытие изображения, то есть ухудшение резкостных свойств.

2. ИЗУЧЕНИЕ ФУНКЦИИ ПЕРЕДАЧИ МОДУЛЯЦИИ МОДИФИЦИРОВАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ МАТРИЦ

2.1. Модифицированные многослойные матрицы

Предложенная модификация многослойной матрицы посредством Байеровской схемы размещения ячеек может решить проблему разделения цветов [1]: учитывая значительную разницу в глубине проникновения для коротковолнового и длинноволнового излучения можно пространственно совместить ячейки В и R, расположив, их друг над другом. Т.о. половина всех ячеек будет регистрировать излучение соответствующее компоненте G, а оставшаяся половина будет содержать пространственно разделенную информацию о компонентах В и R (рис.2).

Такой подход попутно решает проблему дренажа избыточных носителей в матрице. Для ячеек компоненты G и R можно будет использовать вертикальный дренаж, а для ячеек компоненты В – горизонтальный, сохранив площадь светочувствительной области.

Поскольку в стандартной матрице для площадей компонентов одной светочувствительной ячейки выполняется неравенство $S_R > S_G > S_B$, то можно предположить, что в предлагаемой конструкции площади компонентов S_G и S_R можно сделать одинаковыми, а площадь компоненты S_B увеличить до размера S_G исходной матрицы (рис.2, рис.3). Увеличение S_B ведет к устранению виньетирующего действия матрицы, что уменьшает процент лучей поглощаемых другим слоем.

Для того чтобы расширить видимый диапазон в сине-зеленой области спектра, возможно размещение компоненты В в слое компоненты G (рис.3,б).

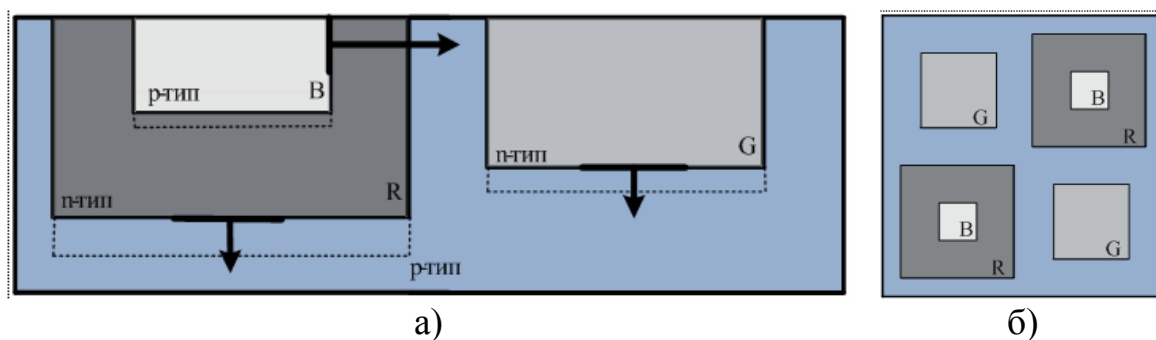


Рис. 2. Модифицированная многослойная матрица

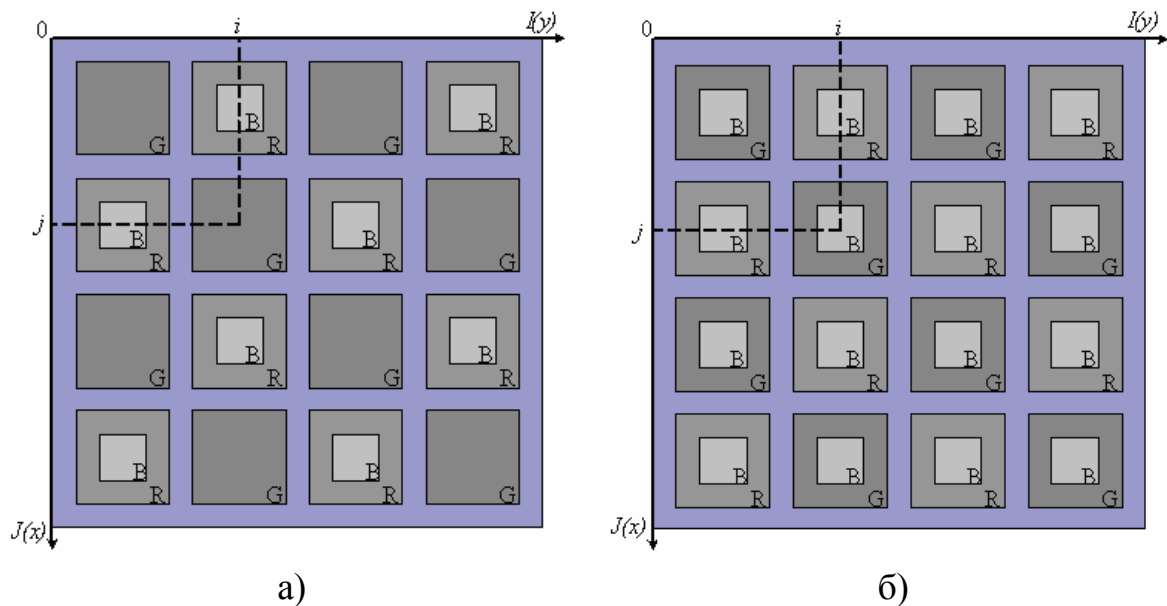


Рис. 3. Модификация системы многослойной структуры: а) с пространственным совмещением слоев B и R; б) с пространственным совмещением слоев B и R, а также B и G

Таким образом, модификация имеет следующие достоинства:

- 1) устраняет недостатки своего предшественника;
- 2) предлагает комбинации основных цветов пикселя, что расширяет диапазон применения матриц;
- 3) увеличивает палитру получаемого изображения;
- 4) облегчает математический аппарат (алгоритм) вычисления цветов.

Однако снимок, полученный по средствам модифицированной матрицы, будет представлять собой разноцветную (но не полноцветную) мозаику. В отличие от автохромного метода из этой мозаики создаётся полноцветное изображение, для чего производится интерполяция цвета.

2.2. Расчет функции передачи модуляции

При генерации цветного изображения любое техническое устройство применяет цветовой синтез, то есть процесс, при котором смешиваются несколько монохромных сигналов, описывающих изображение в цифровой либо аналоговой форме. Цвет каждого из монохромных сигналов называется основным, так как совокупность сигналов различной интенсивности позволяет воссоздать любой оттенок из всего множества цветов, воспроизводимых посредством синтеза – в данном случае: аддитивного синтеза

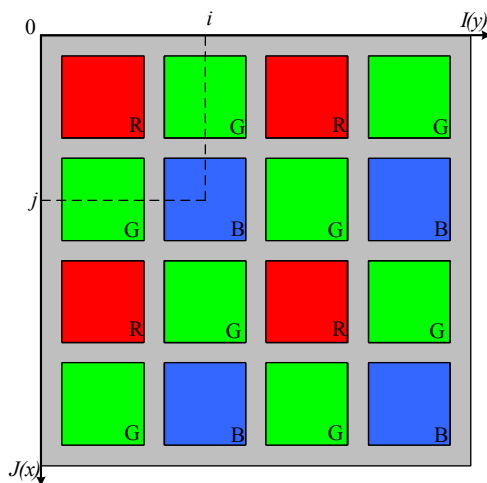
RGBG. Рассмотрим вариант интерполяции цвета в Байеровской системе цветоделения (рис.4,б).

Для Байеровской системы цветоделения (см. рис.4, б) функции передачи модуляции (ФПМ) интерполяции каждого основного цвета имеют колебательный характер, и наибольшее ухудшение пространственно-частотных характеристик происходит в красном и синем каналах матричного приемника оптического излучения. Для человеческого глаза восприятие красного не столь важно как зеленого и синего цветов. В основном, человека окружают синие (небо, море) и зеленые (трава, деревья) цвета, поэтому потери в «зеленом» и «синем» каналах могут привести к неадекватности передачи цвета изображения в целом.

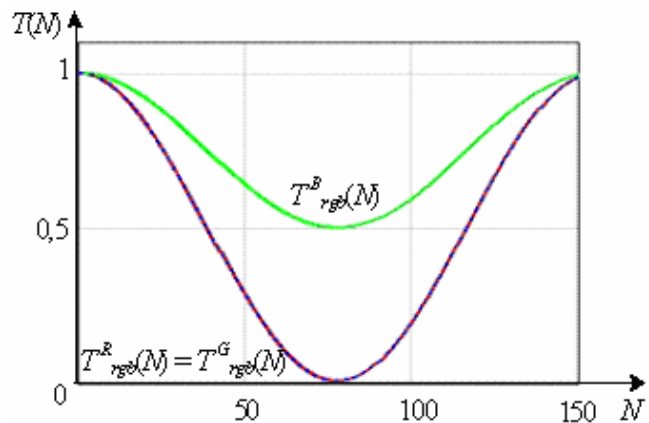
Теперь рассмотрим алгоритм интерполяции модифицированных матриц, представленных на рис.3,а и рис.3,б.

В предложенной модификации с пространственным совмещением слов *B* и *R* алгоритм (рис.3,а) интерполяции упрощается, так как для элемента (*i*, *j*) выходной сигнал $R'(i, j)$ и $B'(i, j)$ будет рассчитываться по одной формуле, т.е. $R'(i, j) \equiv B'(i, j)$.

В модификации с размещением компоненты *B* в слоях компонентов *G* и *R* алгоритм упрощается для каждого элемента, так как вычисления требует выходной сигнал лишь одного цвета: либо $R'(i, j)$, либо $G'(i+1, j)$ в



а)



б)

Рис. 4. Байеровская схема: а) структура *RGBG*; б) график функции передачи модуляции интерполяции цвета для Байеровской системы цветоделения

зависимости от рассчитываемого элемента, а выходной сигнал компоненты В вообще расчета не требует.

На рис. 5 представлены графики ФПМ интерполяции цвета предложенных модификаций.

Одномерные ФПМ интерполяции цвета для каждого основного цвета учитывающие влияние алгоритма интерполяции цвета с использованием модифицированных схем, можно описать следующими выражениями:

- для модификации с пространственным совмещением слоев В и R на рис. 5, а:

$$T^R_{rgb}(N) = T^G_{rgb}(N) = T^B_{rgb}(N) = 0,75 + 0,25\cos(2\pi N); \quad (13)$$

- для модификации с пространственным совмещением слоев В, R и В, G на рис. 5, б:

$$T^R_{rgb}(N) = T^G_{rgb}(N) = 0,75 + 0,25\cos(2\pi N); \quad (14)$$

$$T^B_{rgb}(N) = 1, \quad (15)$$

где $T^R_{rgb}(N)$ – ФПМ интерполяции красного цвета; $T^G_{rgb}(N)$ – ФПМ интерполяции зеленого цвета; $T^B_{rgb}(N)$ – ФПМ интерполяции синего цвета; p – размер элемента приемника излучения, 6,424 мкм; N – пространственная частота, мм^{-1} .

ФПМ предлагаемых модификаций также имеет колебательный характер, однако для модификации, представленной на рис.3,а, наступает улучшение на 50% для канала красного цвета, и даже показывает отличный результат для модификации с пространственным совмещением

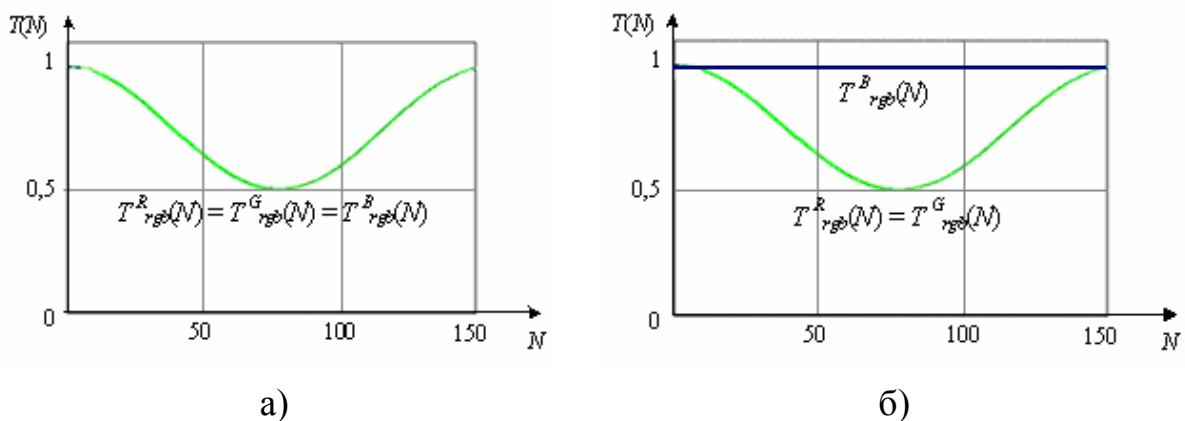


Рис. 5. График функции передачи модуляции интерполяции цвета: а) для модификации с пространственным совмещением слоев В и R; б) для модификации с пространственным совмещением слоев В, R и В, G

слоев В, R и B, G, где улучшение показателей на 50% как для «красного», так и для «синего» каналов (рис. 5, б).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены следующие результаты:

1) модификации предлагают комбинации основных цветов пикселя, что расширяет диапазон применения матриц, а также увеличивает палитру получаемого изображения;

2) вычисления при интерполяции цвета оказываются гораздо проще и качественнее, а для их выполнения не требуются высокопроизводительные микропроцессоры и большие объёмы памяти; что значительно сокращает время на обработку снимка, а также себестоимость самой цифровой фотокамеры. Таким образом, стало возможным получить цифровую фотокамеру с высоким отношением цена-качество.

3) Функции передачи модуляции интерполяции цвета описывают пространственно-частотные свойства только алгоритма интерполяции цвета как одного из оптических передаточных звеньев, влияющих на разрешающую способность цифровой системы. Поэтому, качественно судить об интерполяции данных модификаций возможно только после исследований опытного образца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жбанова В.Л., Мартыненко Г.В. *Модернизация системы цветodelения ПЗС-матрицы с многослойной структурой*. Молодые светотехники России. Сб. тезисов докладов международной научн.-техн. конференции. – М.: ВИГМА, 2010, С. 17-19.
2. *Влияние интерполяции цвета на пространственно-частотные свойства матричного приемника оптического излучения* // Электронный научный журнал «Исследовано в России», ВУНЦ ВВС, 2009. (<http://zhurnal.ape.relarn.ru/>)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ ГАУССОВЫХ МОД ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

О.В. Зотеева¹, С.Н. Хонина^{1,2}

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет*

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²*Институт систем обработки изображений РАН*

(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)

e-mail: zotееva_o@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе численно исследуется распространение модовых лазерных пучков, согласованных с гауссовыми модами высокого порядка, в анизотропной среде в отсутствии и при наличии сходящегося волнового фронта. Последний случай соответствует фокусировке лазерного пучка. В качестве анизотропной среды рассмотрен одноосный кристалл, ось которого параллельна или перпендикулярна оптической оси (оси распространения пучка). Результаты расчетов для линейно-поляризованного пучка показали, что излучение практически не распространяется, если ось кристалла направлена вдоль оси поляризации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Все больший интерес и практическое применение приобретают оптические устройства, позволяющие преобразовывать одни свойства электромагнитного излучения в другие. Среди наиболее востребованных можно назвать поляризационные и модовые преобразования. Преимущества радиальной и азимутальной поляризации лазерного излучения по сравнению с линейной поляризацией в приложениях, использующих острую фокусировку, были продемонстрированы как теоретически, так и экспериментально. Необходимость выполнять поляризационные преобразования, в том числе с использованием анизотропных кристаллов, вызвана тем, что большинство современных лазеров производят лазерное излучение с линейной поляризацией.

Распространение лазерных мод высокого порядка в среде с сильной анизотропией приводит к сложным поляризационно-модовым преобразованиям, связанным с наличием орбитального углового момента у таких пучков. Причем для анализа таких явлений часто используется параксиальная модель распространения.

Заметим, что взаимодействие поляризации и пространственного распределения электромагнитного поля происходит также в изотропной среде в непараксиальном режиме, в частности, при острой фокусировке.

Непараксиальный режим в анизотропной среде позволяет обнаружить более тонкие эффекты. Формализм, позволяющий моделировать непараксиальное распространение лазерных пучков в анизотропных средах, был развит в работах [1-4]. В данной работе численно исследуется распространение и фокусировка гауссовых пучков высокого порядка в одноосном кристалле, ось которого параллельна или перпендикулярна оси распространения пучка.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НЕПАРАКСИАЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

В работах [1, 2] был получен в компактной форме интегральный оператор распространения электромагнитных полей в кристаллах, описываемых следующими тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости:

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1a)$$

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Векторный интегральный оператор распространения, основанный на разложении по плоским волнам, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}(u, v, z) &= \begin{pmatrix} E_x(u, v, z) \\ E_y(u, v, z) \\ E_z(u, v, z) \end{pmatrix} = \\
&= \iint_{\alpha^2 + \beta^2 \leq \sigma^2} \left\{ c_o(\alpha, \beta) \begin{pmatrix} e_{ox}(\alpha, \beta) \\ e_{oy}(\alpha, \beta) \\ e_{oz}(\alpha, \beta) \end{pmatrix} \exp[ik\gamma_o(\alpha, \beta)z] + c_e(\alpha, \beta) \begin{pmatrix} e_{ex}(\alpha, \beta) \\ e_{ey}(\alpha, \beta) \\ e_{ez}(\alpha, \beta) \end{pmatrix} \exp[ik\gamma_e(\alpha, \beta)z] \right\} \times \\
&\times \exp\{ik[\alpha u + \beta v]\} d\alpha d\beta,
\end{aligned} \tag{2}$$

где векторы в пространственно-частотной плоскости $\mathbf{e}_o(\alpha, \beta)$ и $\mathbf{e}_e(\alpha, \beta)$ соответствуют обыкновенному и необыкновенному лучам, распространяющимся в кристалле, и определяются значениями матрицы следующего вида [1, 2]:

$$\mathbf{M}(\alpha, \beta) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{zz}} - \mu_{yx} & \frac{\alpha^2}{\varepsilon_{zz}} - \mu_{yy} \\ -\frac{\beta^2}{\varepsilon_{zz}} + \mu_{xx} & \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{zz}} + \mu_{xy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\alpha\beta}{\mu_{zz}} + \varepsilon_{yx} & -\frac{\alpha^2}{\mu_{zz}} + \varepsilon_{yy} \\ \frac{\beta^2}{\mu_{zz}} - \varepsilon_{xx} & -\frac{\alpha\beta}{\mu_{zz}} - \varepsilon_{xy} \end{pmatrix}, \tag{3}$$

а именно:

$$\begin{aligned}
e_{ox}(\alpha, \beta) &= M_{12}, \\
e_{oy}(\alpha, \beta) &= \frac{1}{2} \left[M_{22} - M_{11} + \sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}M_{21}} \right], \\
e_{ex}(\alpha, \beta) &= M_{12}, \\
e_{ey}(\alpha, \beta) &= \frac{1}{2} \left[M_{22} - M_{11} - \sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}M_{21}} \right], \\
e_{oz}(\alpha, \beta) &= -\frac{1}{\varepsilon_{zz}\gamma_o(\alpha, \beta)} \left[(\alpha\varepsilon_{xx} + \beta\varepsilon_{yx})e_{ox}(\alpha, \beta) + (\alpha\varepsilon_{xy} + \beta\varepsilon_{yy})e_{oy}(\alpha, \beta) \right], \\
e_{ez}(\alpha, \beta) &= -\frac{1}{\varepsilon_{zz}\gamma_e(\alpha, \beta)} \left[(\alpha\varepsilon_{xx} + \beta\varepsilon_{yx})e_{ex}(\alpha, \beta) + (\alpha\varepsilon_{xy} + \beta\varepsilon_{yy})e_{ey}(\alpha, \beta) \right].
\end{aligned} \tag{4}$$

Распространение обыкновенного и необыкновенного лучей связано с различными направлениями:

$$\begin{aligned}
\gamma_o(\alpha, \beta) &= \sqrt{\frac{1}{2} \left[(M_{22} + M_{11}) + \sqrt{(M_{22} - M_{11})^2 + 4M_{12}M_{21}} \right]}, \\
\gamma_e(\alpha, \beta) &= \sqrt{\frac{1}{2} \left[(M_{22} + M_{11}) - \sqrt{(M_{22} - M_{11})^2 + 4M_{12}M_{21}} \right]}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Коэффициенты в выражении (2) определяются пространственно-частотным спектром для входных поперечных компонент электрического поля ($k = 2\pi/\lambda$ - волновое число в вакууме):

$$\begin{pmatrix} S_x(\alpha, \beta) \\ S_y(\alpha, \beta) \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{\Omega} \begin{pmatrix} E_x(x, y, 0) \\ E_y(x, y, 0) \end{pmatrix} \exp\{-ik[\alpha x + \beta y]\} dx dy, \quad (6)$$

где $E_x(x, y, 0)$, $E_y(x, y, 0)$ - поперечные электрические компоненты электромагнитного поля во входной плоскости (при $z=0$).

Коэффициенты имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} c_o(\alpha, \beta) &= \frac{S_x(\alpha, \beta)e_{ey}(\alpha, \beta) - S_y(\alpha, \beta)e_{ex}(\alpha, \beta)}{e_{ox}(\alpha, \beta)e_{ey}(\alpha, \beta) - e_{oy}(\alpha, \beta)e_{ex}(\alpha, \beta)}, \\ c_e(\alpha, \beta) &= \frac{S_y(\alpha, \beta)e_{ox}(\alpha, \beta) - S_x(\alpha, \beta)e_{oy}(\alpha, \beta)}{e_{ox}(\alpha, \beta)e_{ey}(\alpha, \beta) - e_{oy}(\alpha, \beta)e_{ex}(\alpha, \beta)}. \end{aligned} \quad (7)$$

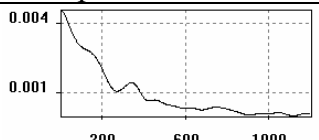
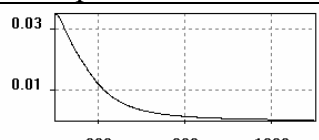
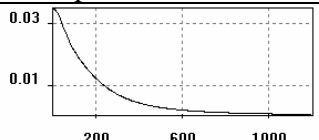
Выражения (2)-(7) позволяют моделировать распространение произвольных электромагнитных полей в кристалле в непараксиальном режиме с учетом происходящих при этом поляризационных преобразований.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ МОД ЛАГЕРРА-ГАУССА

3.1 Распространение пучков в отсутствии сходящегося волнового фронта

В таблице 1 приведены графики продольных распределений в зависимости от того, вдоль какой оси направлена ось кристалла. Длина волны лазерного пучка $\lambda=1$ мкм. Моделируется распространение моды Лагерра-Гаусса порядка (3,0) (распределение амплитуды пучка приведено на рис. 1а) с линейной х-поляризацией. При моделировании использовались параметры для кристалла рутила $\varepsilon_o = 6,84$, $\varepsilon_e = 8,43$. Данный кристалл был выбран для наглядной демонстрации эффектов двойного лучепреломления, т.к. имеет существенное различие в значениях диэлектрической проницаемости.

Таблица 1. Распределение интенсивности вдоль оптической оси в отсутствие сходящегося волнового фронта.

Ось кристалла вдоль X	Ось кристалла вдоль Y	Ось кристалла вдоль Z
		

Из таблицы 1 видно, что интенсивность поля при повороте оси кристалла вдоль оси поляризации пучка на порядок меньше двух других случаев.

3.2 Распространение пучков при наличии сходящегося волнового фронта

Внесем в падающий пучок Лагерра-Гаусса с линейной х-поляризацией сходящийся волновой фронт. Входное распределение приведено на рисунке 1, наличие сходящегося волнового фронта видно по распределению фазы (рис. 1б). В таблице 2 приведены результаты преобразования такого поля.

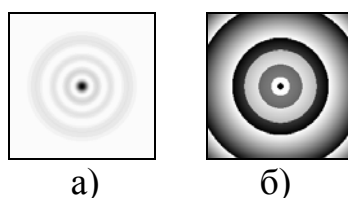


Рис. 1. Входное распределение: а) амплитуда, б) фаза при наличии сходящегося фазового фронта

Таблица 2. Распределение интенсивности при наличии сходящегося волнового фронта.

	Ось кристалла вдоль X	Ось кристалла вдоль Y	Ось кристалла вдоль Z
Распределение вдоль оптической оси			
Поперечное сечение в максимуме			
	Z=64.4	Z=71.5	Z=47.57

Далее уменьшим кривизну сходящегося волнового фронта, результаты показаны в таблице 3.

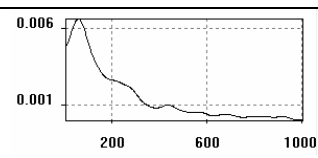
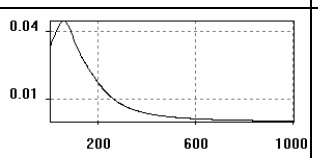
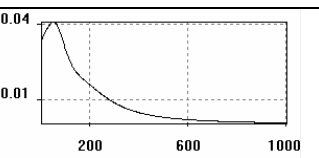
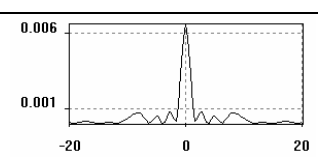
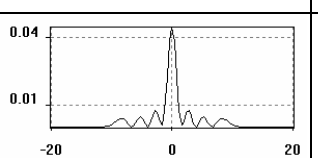
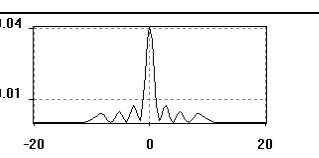
Таблица 3. Распределение интенсивности при наличии слабо сходящегося волнового фронта.

	Ось кристалла вдоль X	Ось кристалла вдоль Y	Ось кристалла вдоль Z
Распределение вдоль оптической оси			
Поперечное сечение в максимуме			
	Z=55.2=max	Z=62.5=max	Z=55=max

Как видно из таблиц 2 и 3, при уменьшении кривизны сходящегося волнового фронта картина распространения начинает приближаться к результатам, полученным в условиях отсутствия фокусировки.

В таблице 4 показаны результаты, аналогичные таблице 3, но для случая круговой поляризации.

Таблица 4. Случай круговой поляризации для слабо сходящегося волнового фронта.

	Ось кристалла вдоль X	Ось кристалла вдоль Y	Ось кристалла вдоль Z
Распределение вдоль оптической оси			
Поперечное сечение в максимуме	 Z=58.7= max	 Z=58.7= max	 Z=50= max

3.3 Распространение пучков при наличии сходящегося волнового фронта под углом к оптической оси

Распространение пучков под углом к оптической оси обеспечивается внесением в пучок линейного фазового множителя $\exp(i\alpha x)$. В расчетах использовалось $\alpha = 2 \text{ мкм}^{-1}$. Вид входного распределения пучка показан на рисунке 2:

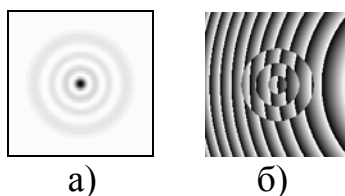


Рис. 2. Входное распределение: а) амплитуда, б) фаза при наличии сходящегося фазового фронта и линейного фазового набега

В таблицах 5 и 6 приведены результаты распространения входного поля, изображенного на рисунке 2, для круговой поляризации. В табл. 5 показано продольное распределение, а табл. 6 – поперечные распределения на расстоянии $z=500 \text{ мкм}$.

В таблицах 7 и 8 приведены аналогичные результаты для линейной х-поляризации.

Таблица 5. Продольное распространение пучка с круговой поляризацией под углом к оптической оси.

Ось кристалла вдоль	Общее распределение:	Компонента x:	Компонента y:	Компонента Z:
X				
Y				
Z				

Таблица 6. Поперечные сечения в условиях круговой поляризации на расстоянии $z=500$ мкм.

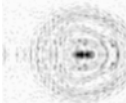
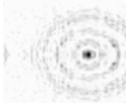
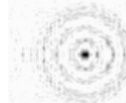
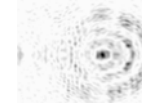
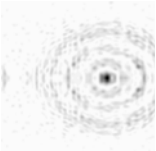
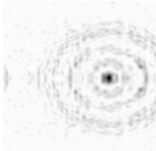
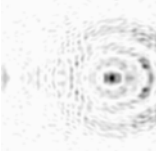
Ось кристалла вдоль	Общее распределение:	Компонента X	Компонента Y	Компонента Z
X				
Y				
Z				

Таблица 7. Продольное распространение пучка с линейной х-поляризацией под углом к оптической оси.

Ось кристалла вдоль	Общее распределение:	Компонента x:	Компонента y:	Компонента Z:
X				
Y				
Z				

Таблица 8. Поперечные сечения с линейной х-поляризацией на расстоянии $z=500$ мкм.

Ось кристалла вдоль	Общее распределение:	Компонента x:	Компонента y:	Компонента Z:
X				
Y				
Z				

Из таблиц 5-8 видно, что при распространении пучков под углом к оптической оси в случае круговой поляризации падающего пучка. Также при совпадении оси кристалла с осью поляризации пучок практически не распространяется. В случае же совпадения оси кристалла с осью распространения пучка размер пучка уменьшается по сравнению с пучком, распространяющимся перпендикулярно оси кристалла.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено численное исследование распространение пучков Лагерра-Гаусса в анизотропной среде в отсутствии и при наличии сходящегося волнового фронта. В качестве анизотропной среды рассмотрен одноосный кристалл, ось которого параллельна или перпендикулярна оси распространения пучка. Результаты расчетов для линейно-поляризованного пучка показали, что излучение практически не распространяется, если ось кристалла направлена вдоль оси поляризации.

Наличие сходящегося волнового фронта смещает максимальное значение интенсивности распространяющегося в кристалле пучка на некоторое расстояние от входной плоскости.

При распространении пучков под углом к оптической оси можно наблюдать эффект двойного лучепреломления в случае круговой поляризации падающего пучка. При линейной поляризации этот эффект пропадает, если наклон пучка совпадает с направлением поляризации.

Также пучок практически не распространяется, если ось кристалла совпадает с осью поляризации. Если же ось кристалла совпадает с осью распространения пучка, то размер пучка уменьшается по сравнению с пучком, распространяющимся перпендикулярно оси кристалла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Харитонов С.И. *Интегральные представления решений системы уравнений Максвелла для анизотропных сред*// Компьютерная оптика, 2010, №34(1), С. 52-57.
2. Хонина С.Н., Харитонов С.И. *Аналог интеграла Рэлея–Зоммерфельда для анизотропной и гиротропной сред*// Компьютерная оптика, 2012, №36(2), С. 172-182.
3. Хонина С.Н., Волотовский С.Г., Харитонов С.И. *Периодическое изменение интенсивности модовых лазерных пучков при распространении в анизотропных одноосных кристаллах*// Известия Самарского научного центра РАН, 2012, №14(4), С. 18-27.
4. Хонина С.Н., Зотеева О.В., Харитонов С.И. *Непараксиальное распространение гауссовых пучков под углом к оси анизотропного кристалла*// Компьютерная оптика, 2012, №36(3), С. 346-356.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА И ПРОГРАММЫ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ ЦИФРОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ДЛЯ ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

М.С. Иванов, А.И. Илларионов, О.В. Горева

*Забайкальский институт железнодорожного транспорта
(672040, г. Чита, ул. Магистральная, 12)*

*Иркутский государственный университет путей сообщения
(664074, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15)*

e-mail: vanov.maks@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Разработан алгоритм и программа, позволяющая в реальном времени с помощью ПЗС приёмника регистрировать параметры пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники и её последующего анализа по средствам изофотометрии (линий равной интенсивности на изображениях) с помощью компьютерной программы, далее производится определение положения кольцевого фокуса и фокуса на оси для автоматизации расчёта лучевых aberrаций.

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционные методы контроля качества оптических систем их основных характеристик, определяющих качество изображения, во многом основаны на визуальных оценках. Как известно [1], визуальные методы контроля качества изображения трудоёмки и утомительны. Результаты измерений зависят от большого числа факторов усложняющих задачу оценки качества изображения и тем самым снижающих её точность. Кроме того, визуальные методы нельзя использовать для непосредственного определения характеристик оптических систем, применяемых для создания изображения в невидимой (инфракрасной) области спектра.

Экспериментальная оценка качества изображения на сегодняшний день может быть выполнена тремя основными способами [2]:

1) теньевым методом Фуко, а также методом Гартмана и их модификациями, которые, по сути, являются экспериментальными реализациями геометрической интерпретации;

2) интерферометрическим методом, позволяющим экспериментально получить информацию о структуре (топограмме) волнового фронта системы и сравнить ее с расчетными результатами [3];

3) изображением светящейся точки, сформированным исследуемой оптической системой, которое анализируется по распределению освещенности в нём, после чего полученный результат сопоставляется с расчётными данными [4].

Все вышеперечисленные способы основаны на использовании приемников излучения для регистрации получаемого изображения, обладающих плавной, монотонно возрастающей световой характеристикой [4]. Такие устройства оснащены видеокамерой, которая подключена к компьютеру. В результате обработки и анализа цифровых изображений, которые даёт камера или ПЗС приёмник, получают результаты контроля и измерения.

Нелинейно-оптический метод (НОМ) наряду с методом, предложенным А.А. Мальцевым в работе [5] для анализа работы инфракрасной оптики, также может быть использован в качестве метода визуального наблюдения и анализа структуры абберационного излучения исследуемой оптической системе. Так как сфокусированное системой излучение, проходя через нелинейно-оптическую среду (кристалл), преобразуется по законам сохранения из инфракрасной области в видимую, сохраняя при этом информацию о волновом фронте фокусирующей исследуемой оптики. Известно [6], что НОМ подходит для экспериментальной оценки качества изображения даваемого оптической системой, фокусируемой инфракрасное излучение в нелинейный кристалл. Так как НОМ тоже может быть оснащён видеокамерой предназначенной для фиксирования на выходе из нелинейного кристалла второй оптической гармоники (ВОГ). Актуально автоматизировать процесс обработки цифрового изображения ВОГ, для точного выбора местоположения точек соответствующих фокусу на оси или кольцевому фокусу для векторного преобразования световых волн в нелинейном кристалле. При этом метод получит необходимую степень точности для ряда задач прецизионной оптики.

2. РЕГИСТРАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЗС ПРИЁМНИКОМ С ПОМОЩЬЮ НОМ

Для автоматизации процесса обработки цифрового изображения, а также устранения ошибок механического выбора местоположения точек соответствующих фокусу на оси или кольцевому фокусу для векторного преобразования световых волн в нелинейном кристалле, в данной работе разрабатывались алгоритмическое и программное обеспечения, которые предназначены для реализации компьютерной версии эффективного метода изофотометрии [7]. Метод основан на регистрации серии изображений ВОГ с переменным временем экспозиции для одного и того же положения исследуемой оптической системы относительно нелинейного кристалла и, что важно, на одном и том же фотоприёмнике, получая совокупность фотометрических положений, соответствующих различным уровням освещённости.

В данном исследовании экспериментальная установка была оснащена матричной видеокамерой модели VEC-545-USB, которая регистрирует распределение освещённости в оптическом диапазоне, соответствующем трансформированному инфракрасного излучения с длиной волны $\lambda = 1,064$ мкм, то есть ВОГ для зелёной области спектра с $\lambda = 0,532$ мкм.

На рис. 1 изображена принципиальная схема устройства. Установка содержит осветительную систему, в которую входит лазер 1 и телескопическая система 2, в которую входит отрицательная короткофокусная линза 3 с малым радиусом кривизны (~ 10 мм) и положительная линза 4, находящаяся в фокусном расстоянии первой, за линзой 4 ставится вращающийся фотометрический клин 5, плавно меняющий световой поток. Далее располагается испытуемая линза 6 диаметром 125,2 мм и радиусом кривизны 87 мм, которая в свою очередь фокусирует плоский фронт пучка в нелинейный кристалл 8, вырезанный в направлении коллинеарного синхронизма. Кристалл располагается между двух светофильтров, перед передней гранью нелинейного кристалла ставится светофильтр типа ИКС 7, пропускающий только ИК излучения, за выходной гранью кристалла устанавливаются светофильтр 9 типа ЗС, задерживающий ИК излучения и пропускающий преобразованное излучение с длиной волны 0,532 мкм. Затем

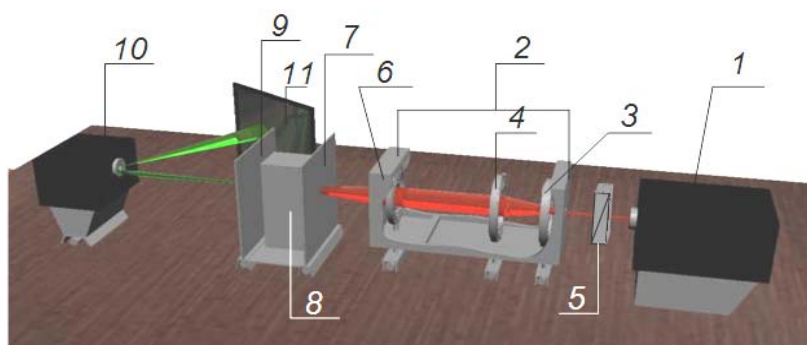


Рис. 1. Схема установки для измерения ВОГ при фокусировке излучения оптической линзы и анализа ВОГ с изменяющимся временем накопления с помощью камеры и фотометрического клина

излучение фиксируется матричной ПЗС камерой VEC-545-USB – 10, установленной параллельно плоскости выходной грани кристалла.

Нелинейный кристалл устанавливается от фокусирующей исследуемой аберрационной линзы на расстоянии её главного фокуса. Получаемое камерой изображение аберрационной структуры ВОГ превращает это изображение в видеосигнал и посылает его через порт USB на ЭВМ – 11. С помощью разработанной программы «ВОГ 1.0» можно наблюдать линии различной интенсивности и автоматически выполнять съёмку серии последовательных фотокадров с переменным временем накопления. Сформированные ПЗС камерой изображения вводятся в модуль обработки и выделения линий равной интенсивности.

На рис. 2 показано алгоритмическое решение компьютерной версии определения величины сферической аберрации НОМ с выделением линий равной интенсивности. В исходном состоянии параметр "exposure" камеры установлен на минимальное значение t_1 , а фотометрический клин введен так, что световой поток в схеме контроля формирует изображение, дающее первую картинку линии равной яркости из трёх кривых ВОГ для векторного и коллинеарного взаимодействия световых волн внутри нелинейного кристалла. Эта картинка для максимального значения освещённости имеет вид трёх толстых кривых, соответствующих коллинеарному (нижняя), векторному в кольцевой области (средняя) и векторному в фокусе на оси (верхняя) линии, для взаимодействия световых волн в нелинейном кристалле.

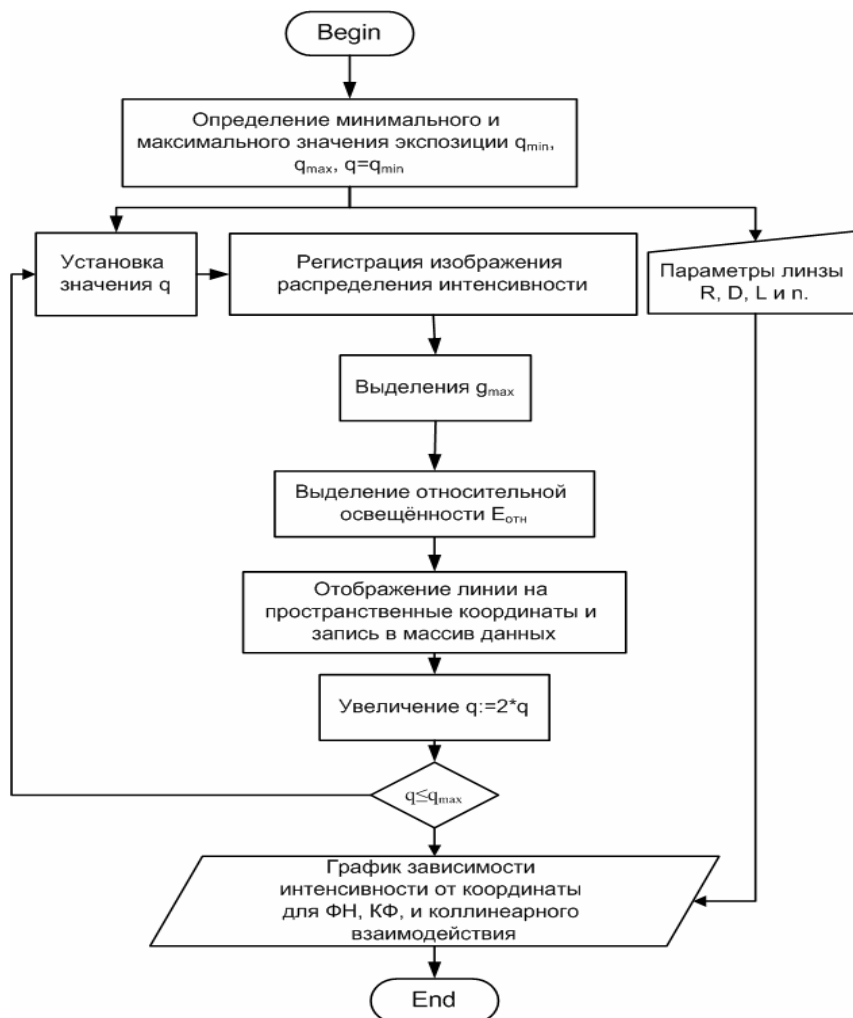


Рис. 2. Алгоритм блок-схема программы

Итак, в результате запоминания ряда фотометрических сечений и построения в пространственных координатах их исходного взаимного расположения формируются графики зависимости интенсивности от координатного положения ВОГ соответствующих фокусу на оси, кольцевому фокусу и коллинеарному взаимодействию световых волн (рис. 3, а), включая их пространственно – угловые структуры (рис. 3, б (фото №1-3)) [8].

3. ПРОГРАММА И РЕЗУЛЬТАТ

Создан алгоритм, который лег в основу разработки программного обеспечения, названного "ВОГ 1.0". С помощью матричной камеры VEC-545-USB и с применением созданного программного обеспечения метод НОМ позволяет определить распределения интенсивности ВОГ и обработать результаты контроля для получения основных количественных и качественных характеристик изображения исследуемой оптической системы, а именно, положения кольцевого фокуса и фокуса на оси.

Для экспериментальной иллюстрации этапов работы программы с исследуемой оптической системой использована линза плоско-выпуклой формы из стекла марки К8 с показателем преломления 1,48 и толщиной линзы на оптической оси 27 мм. На рис. 3, а изображён график относительного распределения интенсивности, полученный из экспериментально анализа фотографий ФОГ с разной степенью экспозиции рис.3, б по методу линий равной интенсивности.

На рис. 3, (а) видно, что расчётные значения хорошо согласуются с теорией построения пространственно-угловых структур второй оптической гармоники при фокусировке излучения линзой с большой сферической aberrацией. Первый максимум слева соответствует коллинеарному преобразованию световых волн, второй и третий максимум соответственно кольцевому фокусу и фокусу на оси для исследуемой фокусирующей системы. Видно, что имеются различия между пиками интенсивности, которые можно объяснить такими факторами, как погрешности изготовления линз – их aberrациями, несовпадением положения плоскости приемника с положением расчетной фокальной плоскости, наличием остаточных бликов и рассеянного света в аппаратуре контроля.

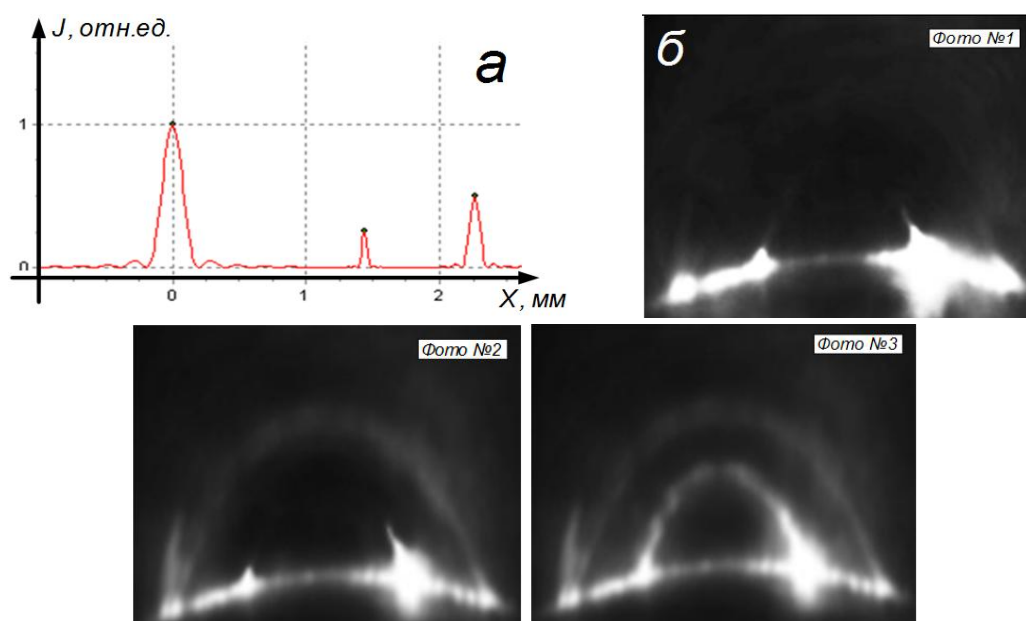


Рис. 3. Распределение интенсивности ВОГ для излучения сфокусированного плоско-выпуклой линзой: а – расчётные результаты программы, б – экспериментальные значения второй оптической гармоники (фотографии №1-3)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа посвящена развитию применения нелинейно-оптического метода и метода линий равной интенсивности на основе их компьютеризации. Она осуществлена для устранения недостатков традиционных методов прямого определения интенсивности преобразованного нелинейным кристаллом излучения, основанных на сканировании, а также для автоматизации процесса обработки цифрового изображения, устранения ошибок механического выбора местоположения точек соответствующих фокусу на оси или кольцевому фокусу для векторного преобразования световых волн в нелинейном кристалле.

Благодаря разработке алгоритмического и программного обеспечения для экспериментального определения величины аберраций оптических систем в инфракрасной области спектра, где нет достаточно простых и доступных методов её определения, создан новый компьютерный метод на основе нелинейно-оптического преобразования инфракрасного излучения и метода линий равной интенсивности с изменяющимся временем накопления световой энергии. При этом автоматический режим метода достигнут благодаря тому, что съёмочная камера в процессе фоторегистрации пространственно-угловых структур ВОГ при регистрации управляется компьютером. Метод позволяет на современном уровне реализовать уникальные возможности нелинейно-оптического метода с изменяющимся временем накопления съёмки, объединяя достоинства преобразования инфракрасного (невидимого) излучения в видимую область спектра при высокой скорости и широкого объёма компьютерной обработки экспериментальных данных.

Таким образом, на линиях равной интенсивности с применением нелинейно-оптического преобразования излучения разработан и реализован метод исследования качества изображения, приспособленный для автоматического определения погрешностей фокусировки при преобразовании инфракрасного излучения реальными аберрационными оптическими системами в реальном времени.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом для молодых ученых ЗаБИЖТ (ИрГУПС) №18 ГР-8.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев В.А. Оптические измерения: Учебник для вузов под ред. Д.Т. Пуряева – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. школа, 1981, 229 с.
2. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. – М.: Машиностроение, 1987, 264 с.
3. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Часть 5. Аберрации и качество изображения. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО. 2006, 107 с.;
4. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Часть 4. Оценка качества оптического изображения и измерение его характеристик. СПбГУ ИТМО. 2005, 67 с.
5. Мальцев А.А., Мальцев М.А. *Исследование широкополосной длиннофокусной оптики синхротронной инфракрасной диагностики пучков низкоэнергетических электронов.* // Измерительная техника. 2000. - №.11, С. 17-22.
6. Илларионов А.И., Иванов М.С., Янчук О.В. *Нелинейно-оптический метод измерения величины сферической аберрации германиевых линз в инфракрасной области спектра.* // Известия ВУЗов. Приборостроение. 2012. - Т.55, №1, С. 68-73.
7. Кирилловский В.К., Ле Зуй Туан. Оптические измерения. Часть 6. Инновационные направления в оптических измерениях и исследованиях оптических систем СПб ГУ ИТМО. 2008, 131 с.
8. Илларионов А.И., Янчук О.В. *Нелинейное преобразование излучения по частоте сфокусированного гауссова пучка* // Известия ВУЗов. Физика. 2007. - Т. 50, № 12, С. 14-19.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА СФЕРИЧЕСКОЙ ПЛОСКО-ВЫПУКЛОЙ ЛИНЗОЙ

Е.С. Козлова

Институт систем обработки изображений РАН

(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)

e-mail: kozlova.elena.s@gmail.com

АННОТАЦИЯ

С помощью моделирования FDTD-методом с учетом модели дисперсии Селлмейера показано, что фемтосекундный лазерный импульс с линейной поляризацией и плоским фронтом фокусируется на расстоянии 1,8 мкм от поверхности кварцевой линзы с радиусом 2,5 мкм: для импульса 5фс диаметр фокуса по полуспаду интенсивности равен 0,35 от длины волны и коэффициент фокусировки равен 78,7502.

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение фемтосекундных импульсов в оптических средах без разрушения вещества возможно при гораздо больших интенсивностях, чем для импульсов большей длины [1]. Это позволяет наблюдать ряд различных нелинейных явлений: сверхуширения временного спектра излучения [2,3], самовоздействия импульсов в волноводах [4,5] и самофокусировки импульсов в объемных средах [3,6]. В следствие этого ультракороткие импульсы имеют широкое применение в различных областях современных технологий: оптические сверхбыстрые линии связи [7], в фемтосекундной и электронной микроскопии [8].

В следствие широкого применения ультракоротких импульсов в различных областях науки и техники, множество работ посвящено способам их преобразования [9,10] различными дифракционно-оптическими элементами, а так же моделированию распространения таких импульсов в различных средах [11,12]. Однако, из-за явления уширения спектра традиционные подходы, описывающие распространение импульсов, как в линейных, так и в нелинейных средах, неприменимы. При моделировании процесса распространения фемтосекундных импульсов необходимо ис-

пользовать методы, учитывающие не только пространственную, но и частотную дисперсию материала [12-14].

В представленной работе рассматривается моделирование процесса прохождения фемтосекундного оптического импульса через собирающую линзу из кварцевого стекла. Моделирование проводится для двух случаев: с учетом и без учета частотной дисперсии материала. Для учета зависимости диэлектрической проницаемости используется модель Селмейера.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ

Проведем моделирование фокусировки ультракороткого модулированного гауссова импульса с плоским фронтом и линейной поляризацией ($E_x \neq 0$, $E_y = E_z = 0$) плоско-выпуклой линзой из кварцевого стекла с фокусом на расстоянии 1.8 мкм от плоской грани линзы. Поверхность линзы описывается уравнением сферы с радиусом 2,5 мкм:

$$x^2 + y^2 + z^2 = r^2, \quad (1)$$

где x, y, z – пространственные переменные, мкм, r – радиус сферы.

На рисунке 1 представлена моделируемая линза.

Для учета зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения воспользуемся моделью Селлмейера:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_m \frac{A_m \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2 + i\lambda\delta_{Sm}}, \quad (2)$$

где ε_∞ – диэлектрическая проницаемость на высоких частотах, Ф/м; λ – длина волны излучения, мкм; λ_m – резонансная длина волны, мкм; A_m – величина

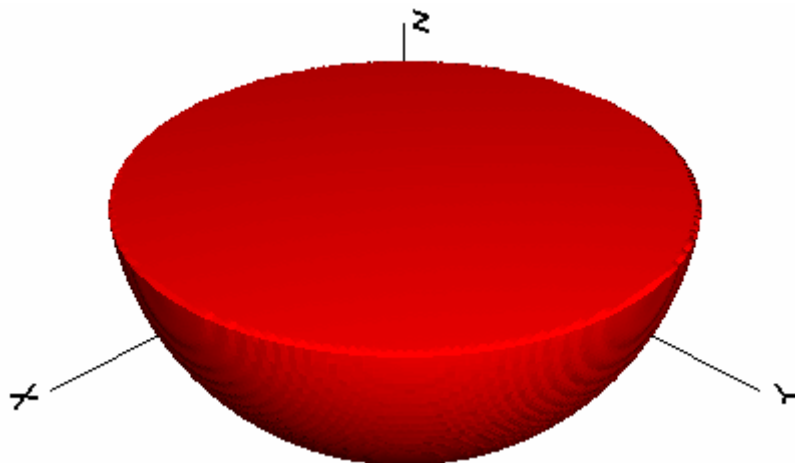


Рис . 1 Фокусирующая линза ($r=2,5$ мкм)

резонанса; δ_{Sm} - коэффициент демпфирования. Параметры модели представлены в Таблице 1.

На вход подадим модулированный гауссов импульс вида:

$$\psi(x, y, z = 0, \tau) = C \exp \left\{ - \left(\frac{\tau - 0,5 \cdot c \cdot t_s}{t_d} \right)^2 \right\} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \tau \right), \quad (3)$$

где C – параметр интенсивности; $\tau = ct$, мкм; c – скорость света, мкм/с; t – время, с; t_s - продолжительность импульса, с; t_d – ширина импульса, мкм. Длина волны импульса равна 0,532 мкм.

Последовательно промоделируем процесс прохождения света через кварцевую фокусирующую линзу для разных длин импульса: 4 и 10 фс. Моделирование производилось с помощью пакета FullWave при следующих значениях параметров: $h_x = 0,05$ мкм, $h_y = 0,05$ мкм, $h_z = 0,05$ мкм, $h_\tau = 0,025$ мкм, $T = 30$ мкм.

Таблица 1. Параметры модели Селлмейера для кварцевого стекла.

m	A_m	λ_m	δ_{Sm}
1	0,69616630	0,068404300	0
2	0,40794260	0,11624140	0
3	0,89747940	9,8961610	0
$\epsilon_\infty = I$			

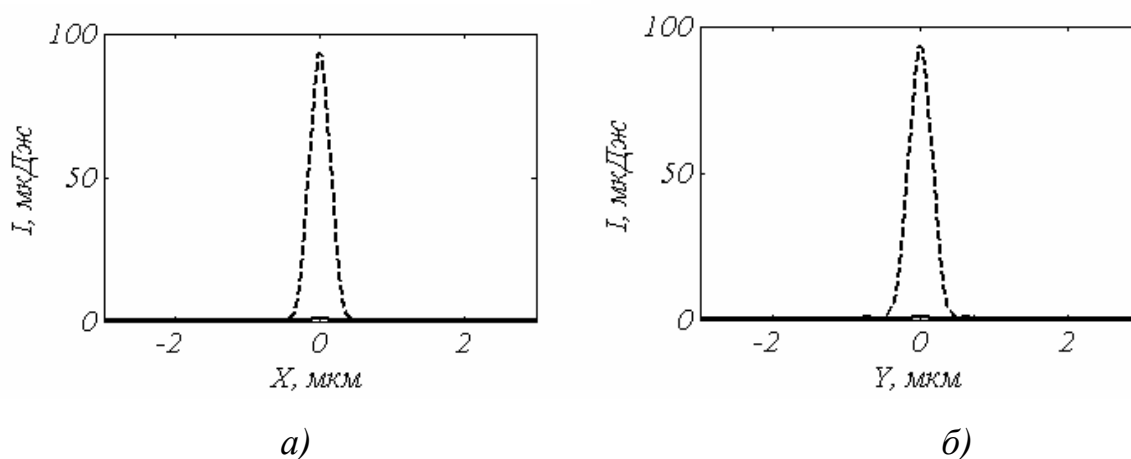


Рис. 2. Мгновенная интенсивность в фокусе (пунктирная линия) и на входе (сплошная линия) для импульса 10 фс а) по направлению X , б) по направлению Y

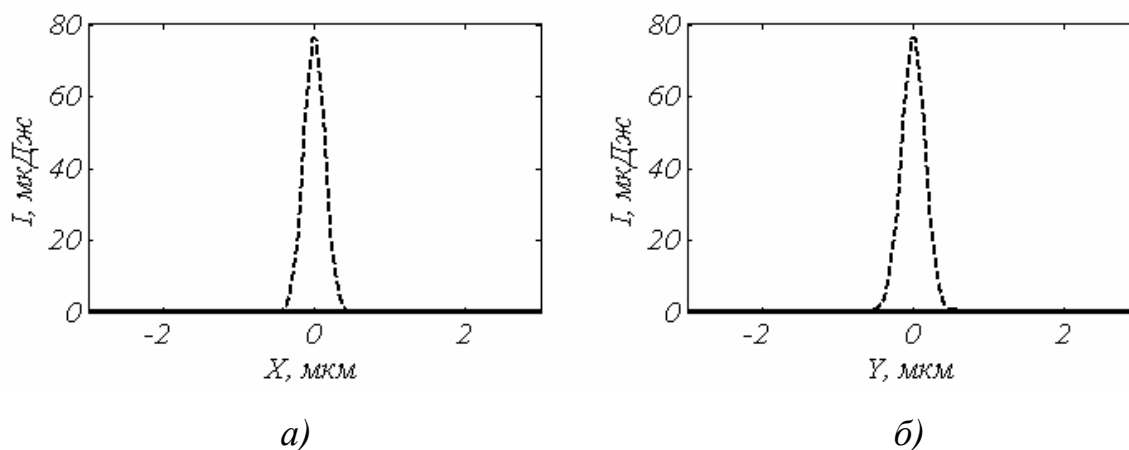


Рис. 3. Мгновенная интенсивность в фокусе (пунктирная линия) и на входе (сплошная линия) для импульса 5 фс а) по направлению X , б) по направлению Y

Рассчитаем коэффициент фокусировки по следующей формуле:

$$k_f = \frac{I_{\max}}{I_0}, \quad (4)$$

где k_f - коэффициент фокусировки, $I_{\max}$ - величина максимальной интенсивности сфокусированного излучения, I_0 - величина максимальной интенсивности падающего излучения.

В таблице 2 представлены параметры падающего и сфокусированного излучения.

Из представленных графиков видно, что чем меньше длина импульса, тем больше коэффициент фокусировки и тем сильнее фокусируется излучение.

На рисунке 4 представлена моментальная дифракционная картина для импульса в 5 фс в фокусе (4,3 мкм) в момент времени в 26,35 фс.

Таблица 2. Параметры излучения (d_{FWHM} - диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности, k_f - коэффициент фокусировки).

$t_s \cdot 10^{-15}$, с	t_d , мкм	$I_{\max}$, мкДж	d_{FWHM} , мкм	k_f
5	2	76,1471	0,35	78,7502
10	2	92,7864	0,36	76,4000

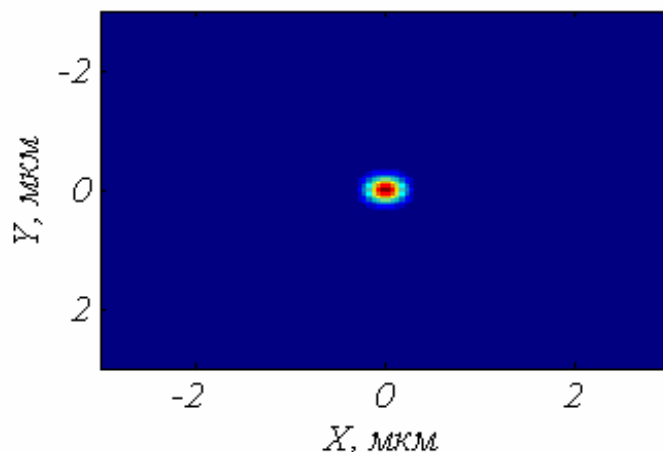


Рис. 4. Мгновенная интенсивность в фокусе для импульса 5 фс

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены следующие результаты:

1. в следствие прохождения ультракороткого импульса через кварцевую сферическую плоско-выпуклую линзу наблюдается фокусировка излучения;
2. коэффициент фокусировки зависит от длины входного импульса: чем короче импульс, тем больше коэффициент фокусировки;
3. минимальный диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности составляет 0,6579 от длины волны (для импульса длиной в 5 фс);
4. интенсивность в фокусе превышает интенсивность падающего излучения в 78,7502 раз (для импульса длиной в 5 фс).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruce N. Experimental study of the effect of absorbing and transmitting inclusions in highly scattering media// Appl. Optics, 1994, V.33, No.28, P. 6692-2298
2. Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynnand L. Pfeiffer, J. B. Stark, Q.Wu, X. C. Zhang, and J. F. Federici Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection// Appl. Phys. Lett., 1999, V.73, P. 444
3. P. Campbell, M. Li, Z. G. Lu, J. A. Riordan, K. R. Stewart, G. A. Wagoner, Q.Wu, and X. C. Zhang Free space electro-optic and magneto-optic sampling// Proc. SPIE// 1998, V. 269, P. 114–124 .

4. W. L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K. F. Kelly, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing// 2008, Appl. Phys. Lett., V. 93, P. 121105
5. J. Dai, X. Xie, and X.-C. Zhang Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases//2006, Phys. Rev. Lett., V. 97 103903
6. J.F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars THz imaging and sensing for security applications explosives, weapons and drugs// 2005, Semicond. Sci. Technol., V. 20, P. 266–280
7. B. Ferguson and X.-C. Zhang, Materials for terahertz science and technology// 2002, Nature Materials, V. 1
8. M. Block, J. Jahns, and R. Grunwald Few-cycle high-contrast vortex pulses// 2012, Optics Letters, V. 37, No.18, P. 3804-3806
9. Ya. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa Microfabrication of 3D hollow structures embedded in glass by femtosecond laser for Lab-on-a-chip applications// 2005, Applied Surface Science, V. 248, P.172–176
- 10.Z. Liu, X. Lu, Q. Liu, S. Sun, L. Li, X. Liu, . Ding, B. Hu Ultraviolet conical emission produced by high-power femtosecond laser pulse in transparent media// 2012, Appl. Phys. B, V. 108, P. 493-500
- 11.B. Piglosiewicz, D. Sadiq, M Mascheck, S. Schmidt, M. Silies, P. Vasa, and C. Lienau Ultrasmall bullets of light - focusing few-cycle light pulses to the diffraction limit// 2011, Optics Express, V. 19, No.15, P. 14451-14463
- 12.P. Piksarv, P. Bowlan, M. Lõhmus, H. Valtna-Lukner, R. Trebino and P. Saarl Diffraction of ultrashort Gaussian pulses within the framework of boundary diffraction wave theory// 2012, Jornal of Optics A, V. 14, P. 1-8
- 13.J. Lee, J. Lee, H. Kim, N. Kang, H. Jung Effective medium approach of left-handed material using a dispersive FDTD method// 2005, IEEE Transaction of Magnetics, V. 41, No.5, P. 1484-1487.
- 14.Асманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988, 312 с.
- 15.P.G. Etchegoin, E. C. Le Ru, and M. Meyer An analytic model for the optical properties of gold// 2006, The Jornal of Chemical Physics, V. 125, P. 164705

РАСЧЕТ И АНАЛИЗ ИЗОМЕРОВ АМИДОВ ПИРИДИНМОНОКАРБОНОВЫХ КИСЛОТ

Р.Ш. Затрудина, М.А. Корнаухова

*Волгоградский государственный университет
(400062, г. Волгоград, Университетский пр-т, 100)
e-mail: marijakornaukhova@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Квантово-механическими полуэмпирическими методами проведен расчет геометрических параметров изомеров амидов пиридинмонокарбонových кислот (пиколиновой, никотиновой и изоникотиновой кислот). Рассчитаны длины связей и валентные углы, определен оптимальный метод расчета. Проведено сравнение с известными экспериментальными данными. Выявлены закономерности изменения геометрических параметров в изомерах амидов пиридинмонокарбонových кислот.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пиридинмонокарбонové кислоты – замещенные пиридина, содержащие одну карбоксильную группу. Известны три изомера пиридинмонокарбонových кислот: пиколиновая кислота, никотиновая кислота и изоникотиновая кислота, они отличаются друг от друга положением карбоксильной группы, относительно пиридинового остова. Каждый из изомеров этих кислот может образовывать амиды. Пиридинкарбонové кислоты и их амиды играют важную биологическую роль. Гидразид изоникотиновой кислоты применяется для лечения туберкулеза. Пиколиновая кислота способствует лучшему усвоению хрома организмом. Никотиновая кислота в организме превращается в никотинамид (витамин В₅), который связывается с коферментами дегидрогеназы I и II, переносящими водород, участвует в метаболизме жиров, белков, аминокислот, пуринов, тканевом дыхании, процессах биосинтеза.

Никотинамид способствует восстановлению уровня адениловых нуклеотидов в условиях ишемии головного мозга. Профилактическое введение

ние никотинамида при окклюзии сонных артерий предупреждает развитие некоторых нарушений в системе энергетического обмена. При использовании никотинамида был выявлен целый ряд неспецифических эффектов: действие его в качестве антиоксиданта, влияние на метаболизм глюкозы, липидов и нуклеотидов, подавление общего синтеза ДНК, РНК и белка [1].

К настоящему времени различными авторами были детально изучены геометрические параметры пиридина [2-4] и пиридинкарбоновых кислот (пиколиновой, никотиновой и изоникотиновой) [5]. Но остаются мало исследованными эти параметры для амидов пиридинмонокарбоновых кислот, которые играют важную биологическую роль в организме.

2. ГЕОМЕТРИЯ ИЗОМЕРОВ АМИДОВ ПИРИДИНМОНОКАРБОНОВЫХ КИСЛОТ

Для нахождения оптимальной геометрической структуры пиридина в статье [6] был проведен ряд предварительных расчетов методом B3LYP/6-311+G(d,p). В результате этих расчетов было установлено, что структура пиридинового кольца имеет симметрию очень близкую к симметрии C_s , геометрические параметры изолированных молекул пиридина хорошо согласуются с экспериментальными данными. Максимальные отклонения вычисленных значений геометрических параметров от опытных не превышают 0,005 Å для длин связей и 0,8 градуса для углов.

Структуры амидов пиридинмонокарбоновой кислоты представлены на рис. 1.

Расчеты геометрии проводились полуэмпирическими методами AM1 и PM3. Основа этих методов – приближение МО ЛКАО (молекулярная орбиталь – линейная комбинация атомных орбиталей) и метод самосог

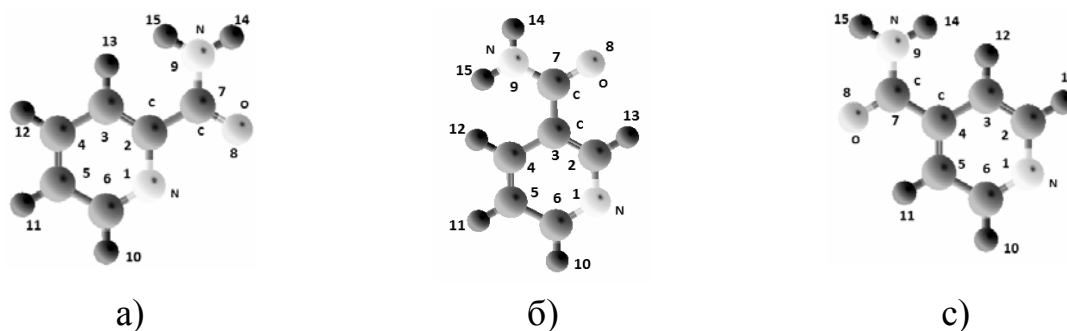


Рис. 1 Структурные формулы амидов: а) пиколиновой кислоты, б) никотиновой кислоты, в) изоникотиновой кислоты

ласованного поля. Кроме того, используется приближение, в котором пренебрегается двухатомным дифференциальным перекрытием (NDDO).

Все три изомера пиридинмонокарбоновых кислот имеют плоскую структуру пиридинового кольца, группа CONH₂ также является плоской.

Геометрические параметры (углы в град, длины связей в Å) амидов пиридинмонокарбоновой кислоты, рассчитанные методами AM1 и PM3 представлены в таблице 1 и 2. Для сравнения в тех же таблицах представлены экспериментальные данные по геометрии пиридина.

Таблица 1. Валентные углы амидов пиридинкарбоновой кислоты, рассчитанные методами AM1 и PM3.

Валентный угол (пири- дин) [6]	Амид пиколиновой кислоты (в граду- сах)		Амид никотиновой кислоты (в градусах)		Амид изоникотино- вой кислоты (в гра- дусах)	
	AM1	PM3	AM1	PM3	AM1	PM3
N1-C2=C3 (123,79)	121,87	120,611	123,333	121,357	123,759	121,516
C2=C3-C4 (118,5)	119,14	119,448	118,468	119,316	118,45	119,245
C3-C4=C5 (118,45)	119,239	119,371	119,138	119,287	118,447	118,88
C4=C5-C6 (118,45)	117,876	118,883	117,974	118,599	118,663	119,075
C5-C6=N1 (123,79)	123,26	121,676	123,426	127,702	123,516	121,661
C6=N1-C2 (116,98)	117,966	120,014	117,661	119,738	117,165	119,624
C2-C7=O8 C3-C7=O8 C4-C7=O8	124,567	123,876	121,079	124,624	121,021	124,642
C2-C7-N9 C3-C7-N9 C4-C7-N9	118,738	117,55	119,875	118,735	119,77	118,711
O8=C7-N9	118,436	116,321	119,046	116,641	119,209	116,647
H15-N9-H14	118,673	118,873	118,89	118,993	118,901	119,041

Анализируя результаты расчета методом AM1 можно сделать вывод, что значения валентных углов N1-C2=C3 (для амида изоникотиновой кислоты), C2=C3-C4 (для амидов никотиновой и изоникотиновой кислот), C3-C4=C5 (для амида изоникотиновой кислоты), C5-C6=N1 (для амидов никотиновой и изоникотиновой кислот) практически совпадают с экспериментальными данными для соответствующих углов в молекуле пиридина [6]. В свою очередь, значения валентных углов, рассчитанные методом PM3, не совпадают с известными данными для пиридина. У амида пиколиновой кислоты величина среднего отклонения геометрических параметров от экспериментальных (для пиридина) не превышает 0,3 градуса для метода AM1 и 0,8 градуса для метода PM3. Для амида никотиновой кислоты величина среднего отклонения не превышает 0,2 градуса для метода AM1 и 1 градус для метода PM3. В свою очередь, для амида изоникотиновой кислоты величина среднего отклонения не превышает 0,1 градуса для метода AM1 и 0,8 градуса для метода PM3. Следует отметить, что несовпадение геометрии (валентных углов) пиридина и амидов пиридинмонокарбоновых кислот обусловлено наличием амидной группы CONH₂. Величина среднего отклонения, рассчитанная для метода AM1 меньше, чем для метода PM3, в связи с этим можно сделать вывод, что более точные результаты дает метод AM1.

Анализируя результаты расчета методом PM3 можно сделать вывод: длины связи C4=C5 (для амида изоникотиновой кислоты), C6=N1 (для амида никотиновой кислоты) и C6-H10 (для амида пиколиновой, никотиновой, изоникотиновой кислот) практически совпадают с экспериментальными значениями для одинарных и двойных связей пиридина [7].

Рассчитанные длины связей C5-C7, C3-H12, C4-H12, C5-H11 получаются больше, чем экспериментальные данные для пиридина. Сравнивая полученные данные для пиридина из работы [6] со значениями, рассчитанными полуэмпирическими методами AM1 и PM3, можно сделать вывод, что длины связей C6=N1, C3-H12, C4-H12, C5-H11, C6-H10 получаются больше, чем в пиридине. В свою очередь, значения длин связей C4=C5 (для амидов пиколиновой и никотиновой кислот), C5-C6 (для амида изоникотиновой кислоты), рассчитанные методом PM3 практически совпадают с данными для пиридина. Величина среднего отклонения рассчитанных

Таблица 2. Длины связей амидов пиридинмонокарбоновых кислот, рассчитанные полуэмпирическими методами AM1 и PM3.

Связь	Амид пиколиновой кислоты, Å		Амид никотиновой кислоты, Å		Амид изоникотиновой кислоты, Å		Пиридин, Å	
	AM1	PM3	AM1	PM3	AM1	PM3	[7]	[6]
N1-C2	1,360	1,358	1,346	1,349	1,346	1,353		
C2=C3	1,398	1,400	1,409	1,401	1,408	1,393		
C3-C4	1,398	1,391	1,405	1,397	1,398	1,398		
C4=C5	1,391	1,390	1,393	1,391	1,402	1,395	1,397	1,392
C5-C6	1,409	1,366	1,407	1,394	1,406	1,396	1,378	1,394
C6=N1	1,341	1,349	1,346	1,354	1,346	1,351	1,355	1,337
C2-C7 C3-C7 C4-C7	1,512	1,499	1,486	1,488	1,492	1,492		
C7=O8	1,245	1,222	1,250	1,288	1,250	1,227		
C7-N9	1,375	1,400	1,372	1,395	1,371	1,394		
N9-H15	0,984	0,993	0,989	0,990	0,989	0,990		
N8-H14	0,990	0,990	0,985	0,993	0,985	0,993		
C3-H13 C2-H13	1,097	1,099	1,104	1,100	1,105	1,096		
C4-H12 C3-H12	1,099	1,095	1,103	1,097	1,097	1,099	1,08	1,084
C5-H11	1,097	1,094	1,097	1,094	1,101	1,097	1,08	1,084
C6-H10	1,105	1,096	1,105	1,096	1,105	1,096	1,092	1,087

значений для амида пиколиновой кислоты от экспериментальных (пиридин) не превышает 0,006 Å (метод AM1) и 0,005 Å (метод PM3). Для амида никотиновой кислоты величина этого же отклонения не превышает 0,006 Å (метод AM1) и 0,004 Å (метод PM3). В свою очередь, среднее отклонение для амида изоникотиновой кислоты не превышает 0,007 Å (метод AM1) и 0,004 Å (метод PM3). Несовпадение геометрии пиридина и амидов пиридинмонокарбоновых кислот обусловлено наличием амидной группы CONH₂. Так как величина среднего отклонения, рассчитанная для метода PM3 меньше, чем для метода AM1, то можно сделать вывод, что метод PM3 дает более точные результаты для длин связей.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные модельные расчеты геометрических параметров амидов пиридинмонокарбоновых кислот позволяет сделать вывод о возможности использования полуэмпирических методов (AM1 и PM3) в предсказательных расчетах длин связей и валентных углов. Следует отметить, что метод AM1 подходит для расчета валентных углов, а методом PM3 лучше рассчитывать значения длин связей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Закиров И.Р., Ягафаров И.Р., Сибагатуллин Н.Г. *Влияние никотинамида на энергетический обмен мозга в условиях острой церебральной ишемии* // Казанский медицинский журнал, 2010, т.91, № 3, С. 334-337.
2. Баранов В.И., Соловьев А.Н. *Расчет и интерпретация электронно-колебательных спектров пиридина и транс-1,2-ди(2'-пиридил)этилена во втором приближении параметрического метода*. // Оптика и спектроскопия, 2008, т.104, №3, С. 357-364.
3. Березин К. В., Бабков Л. М., Буланов В. М. *Электронный спектр поглощения N-окиси пиридина в газовой фазе. Общая характеристика* // Журнал структурной химии, т. 36, №2, С. 345-349.
4. Mochizuki Y., Kaya K., Ito M. *Fluorescence spectrum from N π state of pyridine vapor* // J. Phys. Chem, 1978, v.69, P. 935-936.
5. Элькин М.Д., Нуралиева Д.М., Лихтер А.М., Гречухина О.Н. *Моделирование колебательных состояний пиколиновой, никотиновой и изоникотиновой кислот* // Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии, 2010, №3 (11), С. 35-40
6. Березин К.В., Березин В.И., Кирносков Н.А., Березин М.К. *Учет межмолекулярного взаимодействия в рамках современных квантово-механических методов расчета структуры и колебательных спектров многоатомных молекул* // Системный анализ и математическое моделирование, 2007, С. 181-188.
7. Свердлов Л.М., Ковнер М.А., Крайнов Е.П. *Колебательные спектры многоатомных молекул*. М.: Наука, 1970, 560с.

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МОДУЛЯЦИИ ФАЗЫ В ЖК ПВМС HOLOEYE PLUTO VIS

В.В. Краснов, Ю.А. Кузищин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

(115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)

e-mail: holo@pico.mephi.ru

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты измерения характеристик модуляции фазы ЖК ПВМС HOLOEYE PLUTO VIS. Для различных конфигурации адресации сигналов на модулятор получены зависимости фазового сдвига от уровня сигнала и времени от начала кадра, а также характеристики временных флуктуаций фазовой модуляции.

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкокристаллические пространственно-временные модуляторы света (ЖК ПВМС) широко применяются в различных областях науки, таких как дифракционная оптика, оптическая метрология, цифровая голография и др. [1]. Их преимущества в сравнении с другими типами ПВМС являются более высокие пространственное разрешение и светоэффективность [2].

В работе исследовался фазовый ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS [3], работающий в режиме «на отражение» и имеющий следующие характеристики: число элементов - 1920×1080 , размер элемента - 8×8 мкм², частота смены кадров - 60 Гц, число уровней фазы - 256 (8 бит).

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для измерения временных флуктуаций модуляции фазы в ЖК ПВМС использовался двухлучевой интерференционный метод. Была создана экспериментальная установка. Вид установки приведён на рис. 1.

Источником излучения является гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм. Излучение лазера фильтруется и расширяется линзами L1, L2 и диафрагмой D1. Поляризатор P пропускает свет с горизонтальной поляризацией. Далее пучок ограничивается диафрагмой D2 и попадает на

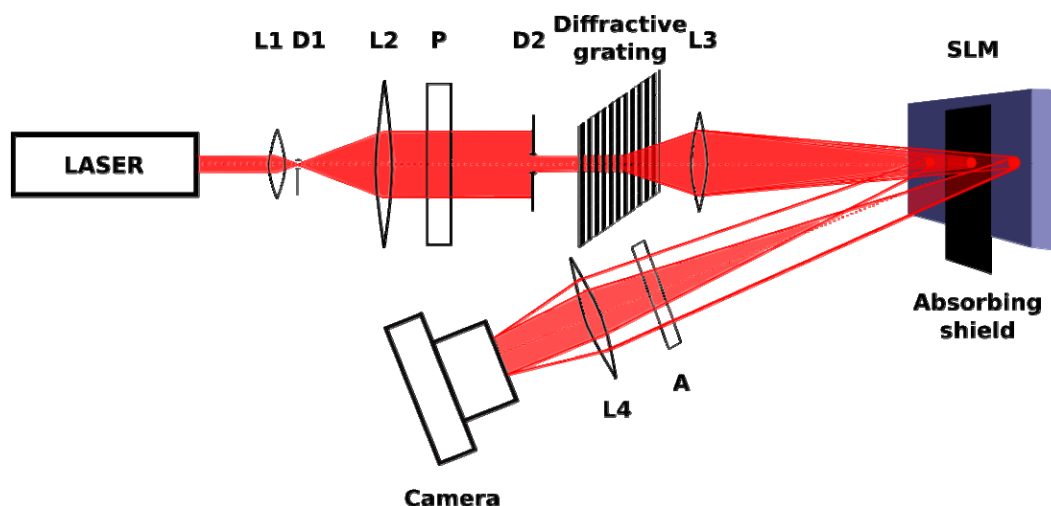


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения временных флуктуаций модуляции фазы в ПВМС

дифракционную решётку. Линза L3 строит изображение диафрагмы D2 в плоскости экрана модулятора, а также изображение дифракционной решётки в плоскости фотосенсора камеры. В результате блокировки нулевого порядка дифракции экраном, расположенным в плоскости экрана модулятора, изображение решётки имеет удвоенную частоту. Анализатор пропускает свет с горизонтальной поляризацией. Линза L4 участвует в построении изображения решётки в плоскости фотосенсора камеры.

Интерференционная картина фиксировалась камерой Megaplus II ES11000. При подаче различных уровней сигнала на половины экрана ЖК ПВМС изменяется величина фазового сдвига и соответственно положение интерференционных полос. По величине сдвига полос определяется величина фазового сдвига.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ В ПВМС ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ АДРЕСАЦИИ СИГНАЛОВ

Были исследованы два варианта конфигураций адресации сигналов на модулятор [4]: 18-6 (конфигурация по умолчанию; допускает 1216 значений уровней фазы) и 0-6 (допускает 64 значения). Так как количество адресуемых уровней сигнала на модулятор составляет 256, то для последовательностей 5-5 и 0-6 некоторые значения из этих 256 приводят к одинаковым величинам фазовой модуляции.

В зависимости от максимального количества адресуемых уровней фазы для каждой конфигурации меняется частота адресации в модуляторе. Чем меньше уровней фазы, тем выше частота адресации и тем меньше размах временных флуктуаций фазы. Так, для конфигурации 18-6 базовая частота адресации напряжений на модулятор составляет 120 Гц (2 раза за кадр), а для 0-6 – 480 Гц (8 раз за кадр). При этом чем ниже частота адресации, тем выше значение максимальной глубины модуляции фазы, что согласуется с результатами измерений.

Для измерения величины временных флуктуаций модуляции фазы на одну половину ЖК ПВМС подавался нулевой сигнал, а на вторую – сигнал, варьруемый в диапазоне 0-255. Время экспозиции составляло 134 мкс. Съёмка интерференционной картины производилось с различными значениями временных задержек относительно начала отображения кадра на модуляторе. Величины задержек составляли 0÷18 мс с интервалом в 0,5 мс. Величина смещения интерференционных полос определялась корреляционным методом. На рис. 2 и рис. 3 приведены зависимости фазового сдвига от величины сигнала и времени от начала кадра для конфигураций 18-6 и 0-6 соответственно.

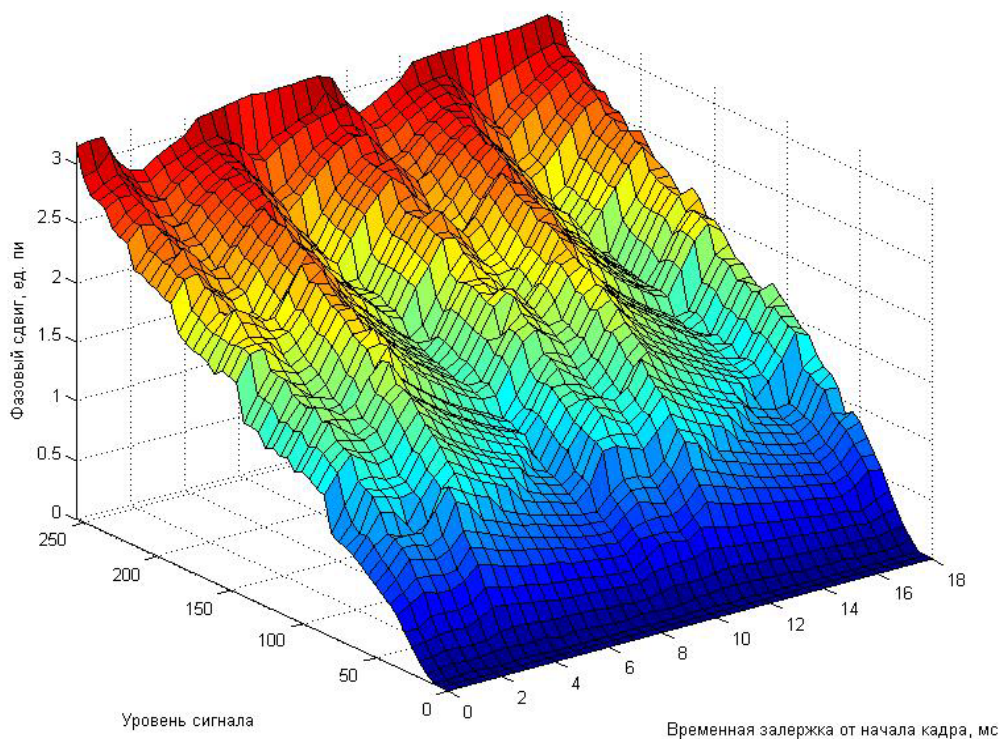


Рис. 2. Зависимость фазового сдвига от уровня сигнала и времени от начала кадра для конфигурации адресации сигналов 18-6

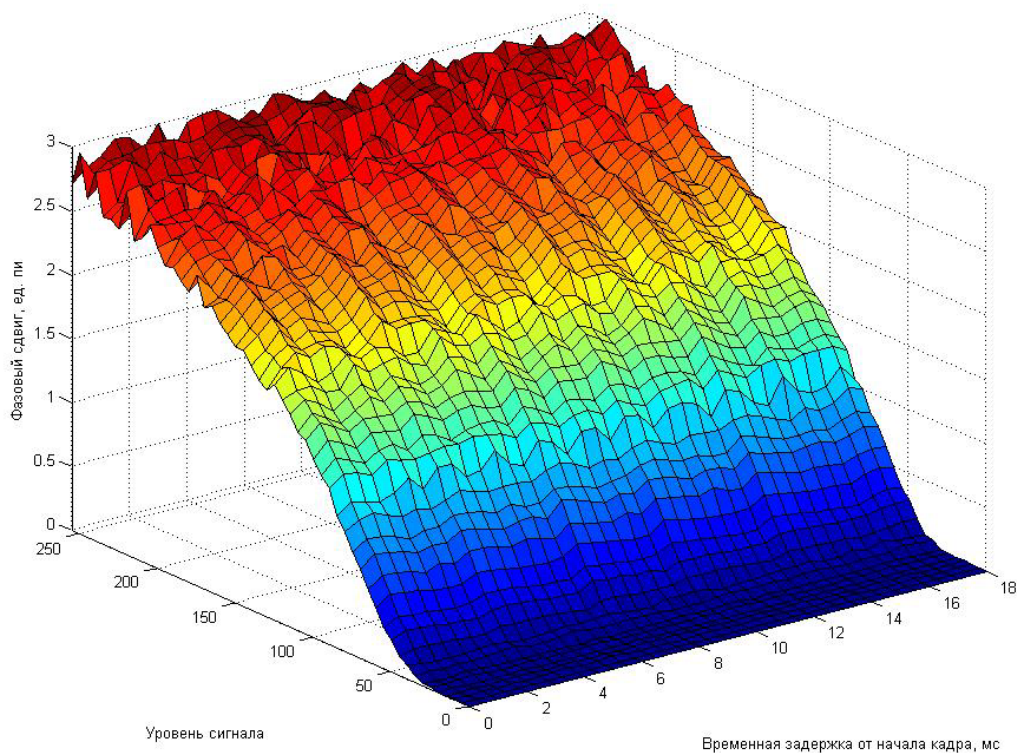


Рис. 3. Зависимость фазового сдвига от уровня сигнала и времени от начала кадра для конфигурации адресации сигналов 0-6

Используя полученные зависимости фазового сдвига от уровня сигнала и времени от начала кадра для используемых конфигураций, получены основные характеристики фазовой модуляции в исследуемом ПВМС. На рис. 4 и рис. 5 приведены зависимости среднего значения фазовой модуляции, среднего отклонения и амплитуды фазовых флуктуаций в зависимости от величины сигнала, поданного на модулятор, для конфигураций 18-6 и 0-6 соответственно.

Используя полученные зависимости, были получены характеристики временных флуктуаций фазовой модуляции в модуляторе HOLOEYE PLUTO VIS для конфигураций 18-6 и 6-0. В таблице 1 приведены полученные величины. Эффективное число разрешимых градаций фазы на ПВМС определялось как отношение максимальной величины модуляции к размаху флуктуаций фазы. При этом необходимо учитывать, что разрешимые градаций фазы, относящиеся к минимальному и максимальному сдвигам фазы, дают вклад в виде половины размаха флуктуаций фазы.

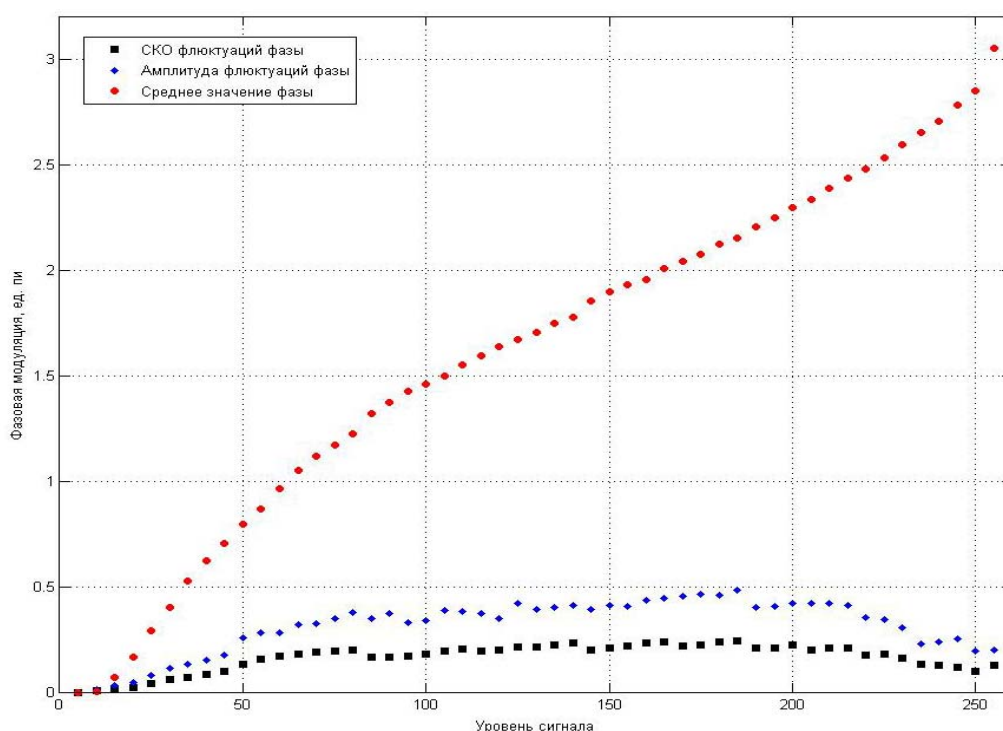


Рис. 4. Зависимости среднего значения фазовой модуляции, среднего отклонения и амплитуды фазовых флуктуаций в зависимости от величины сигнала для конфигурации адресации сигналов 18-6

В результате получено, что с конфигурацией 18-6 модулятор может передать не более 4 разрешимых градаций фазы при максимальной глубине модуляции $3,05 \pm 0,01 \pi$; с конфигурацией 0-6 – не более 7 разрешимых градаций при максимальной глубине модуляции $2,88 \pm 0,01 \pi$.

Таблица 1. Характеристики временных флуктуаций фазовой модуляции для различных конфигураций и уровней сигнала на ЖК ПВМС.

Конфигурация	18-6	0-6
Максимальный средний уровень фазовой модуляции, π	3,05	2,88
Максимальное среднее отклонение флуктуаций фазы, π	0,24	0,13
Максимальная амплитуда флуктуаций фазы, π	0,48	0,23
Эффективное число разрешимых градаций фазы	4	7

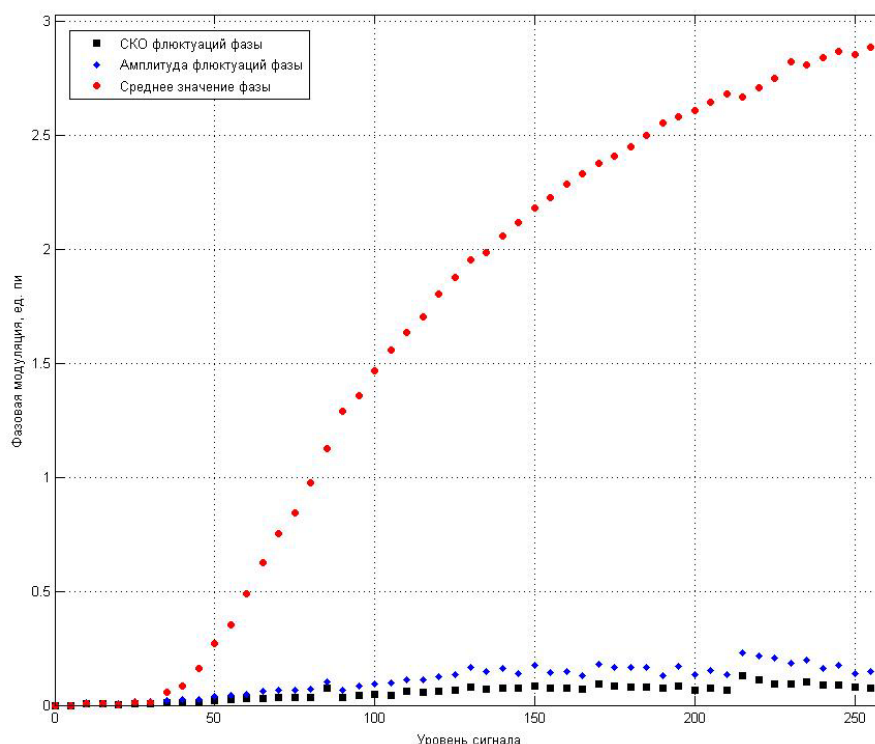


Рис. 5. Зависимости среднего значения фазовой модуляции, среднего отклонения и амплитуды фазовых флюктуаций в зависимости от величины сигнала для конфигурации адресации сигналов 0-6

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, были исследованы различные режимы работы фазового ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS. Установлено, что конфигурация адресации сигналов 18-6 обеспечивает максимальную глубину модуляции, однако обеспечивает всего 4 разрешимые градации фазы, при этом конфигурация 0-6 позволяет получить 7 разрешимых градаций фазы, однако максимальная глубина модуляции составляет всего $2,88 \pm 0,01 \pi$.

Для повышения точности фазовой модуляции целесообразно использовать средства синхронизации, при этом конфигурация 18-6 предпочтительнее ввиду меньшей частоты флюктуаций фазы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Turunen J., Wyrowski F. *Diffraction Optics for Industrial and Commercial Applications*. Akademie Verlag, Berlin, 1998, 426 pp.
2. Wu S. T., Yang D. K. *Reflective Liquid Crystal Displays*. John Wiley and Sons Inc., Chichester, 2005, 335 pp.
3. http://www.holoeye.com/spatial_light_modulators_pluto.html

4. Hermerschmidt A., Osten S., Krüger S., Blümel T. *Wave front generation using a phase-only modulating liquid-crystalbased micro-display with HDTV resolution* // Proc. SPIE, 2007, V.6584, 65840E.

ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОГИБРИДНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CDSE/ZNS И CDSE/CDS/ZNS

А.В. Заседателев, В.А. Кривенков, И.Л. Мартынов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)
e-mail: chistaa@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе исследовались и сравнивались спектральные характеристики и квантовый выход квантовых точек типа CdSe/ZnS и CdSe/CdS/ZnS в пленках, прозрачных полимерных матрицах, а так же капсулированных в полимеры. Квантовые точки типа CdSe/CdS/ZnS имели более высокий по сравнению с CdSe/ZnS квантовый выход в пленке, а капсулирование нанокристаллов в полимеры обеспечило их биосовместимость.

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день к изучению полупроводниковых квантовых точек (КТ) типа АII-BVI привлечено крайне большое внимание. Уже сегодня эти наночастицы и композиты на их основе находят применение для создания нового поколения светодиодов [1], в том числе источников белого света с очень высоким (до 90) индексом цветопередачи (CRI) [2], в качестве высокоэффективных люминесцентных биометок [3], а так же в качестве активных сред для лазерной генерации [4].

Полупроводниковые наночастицы, обладая рядом уникальных свойств, успешно конкурируют с традиционными органическими красителями [5]. Они имеют на порядок более высокое по сравнению с красителями значение коэффициента молярной экстинкции и много более высокую фотостабильность, сохраняющуюся при плотностях мощности возбуждения вплоть до 106Вт/см². Важной особенностью наночастиц является то, что квантовый выход их фотолюминесценции (ФЛ) испытывает более чем на порядок меньшее падение при переходе от раствора к конденсированной фазе [3, 5]. Однако чтобы избежать взаимодействия между КТ, снижающего их квантовый выход в конденсированной фазе, квантовые точки

необходимо инкапсулировать и модифицировать в различные полимеры и полимерные матрицы. Введение квантовых точек в матрицы полимеров не всегда является наилучшим способом. Зачастую, особенно в медицинских и биологических приложениях необходимо иметь коллоидный раствор КТ в различных растворителях, например в целях создания биологических меток для решения ряда фундаментальных вопросов, а также для создания светоизлучающих структур типа OLED, PLED. В данной работы мы исследовали возможности создания указанных нанокompозитов КТ, и уделили внимания возможности их использования в рассмотренных выше приложениях. Важно отметить, что модификация КТ полимерами, вместе с тем является одной из стратегий снижения их потенциальной токсичности, которая может возникнуть вследствие наличия в их составе тяжелых металлов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе использовались 8 образцов полупроводниковых квантовых точек. Все исследуемые образцы были охарактеризованы с точки зрения положения максимума спектра ФЛ, его ширины на полувысоте и квантового выхода (QY) в растворе. Сводные данные по характеристике тестовых структур полупроводниковых квантовых точек представлены в таблице 1.

На первом этапе работы были исследованы спектры фотолюминесценции и QY различных образцов наночастиц в конденсированной фазе на прозрачной

Таблица 1. Сводные данные по характеристике тестовых структур полупроводниковых квантовых точек.

ПАВ	Растворитель	λ_{max} ФЛ, нм	$\Delta\lambda$ ФЛ, нм	QY, %	Структура
ТОРО	Гексан, хлороформ, толуол	521	37	86	CdSe/ZnS
		567	32	20	
		582	33	20	
		583	26	30	
hexadecylamine (HDA)	Толуол	563	33	25	
		586	30	36	
		610	32	35	
ТОРО	Толуол	617	31	70	CdSe/CdS/ZnS

диэлектрической подложке (покрывное стекло). Наибольшее значение QY было продемонстрировано пленкой наночастиц CdSe/CdS/ZnS и составляло 15%. Высокий квантовый выход двуболочечных частиц в пленках, вероятно, связан с наличием двойной оболочки, которая более эффективно препятствует передаче заряда во внешнюю среду.

QY квантовых точек в конденсированной фазе существенно ниже QY в растворе. Основной причиной падения QY является концентрационное тушение вследствие увеличения плотности фононных состояний. Следовательно, пути увеличения QY пленок наночастиц должны быть связаны с увеличением расстояния между отдельными частицами в конденсированной фазе. Наиболее простой способ - создание полимерной матрицы повышением концентрации поверхностно-активных веществ (ПАВ). В результате образец будет представлять собой матрицу из ПАВ с внедренными в нее наночастицами. Для проверки этой гипотезы были приготовлены 3 раствора наночастиц CdSe/CdS/ZnS с различной концентрацией trioctylphosphine oxide (TOPO), т.е. сформировано 3 образца в конденсированной фазе и проведено сравнительное исследование квантового выхода образцов. Сводные данные исследования представлены в таблице 2.

Таблица 2. Характеристики пленок наночастиц CdSe/CdS/ZnS с разным количеством TOPO.

№ пленки	Исходная концентрация раствора, мг/мл	Добавочное кол-во ТОПО, мг/мл	Кол-во вещества в пробе, мкл	Поглощение, %	QY, %	τ , нс
1	4	0	50	3,7	15±3	11
2	4	6	50	3,9	23±4	17
3	4	24	50	4,5	25±4	16,5

Из представленных данных видно, что добавление избыточного количества TOPO позволяет увеличить значение QY до 1,6 раз. Данный факт довольно легко объяснить тем, что начиная с определенной минимальной концентрации наночастицы перестают оказывать взаимное влияние друг на друга. Эта гипотеза так же подтверждается исследованиями кинетики люминесценции полученных образцов. Характерное время спада люминесценции (по уровню 1/e) раствора наночастиц 19 нс, характерное время люминесценции

немодифицированной пленки 11 нс. Для образцов квантовых точек в матрицах ТОРО времена спада люминесценции 17 и 16,5 нс для образцов с добавочным количеством ТОРО 6 и 24 мг/мл соответственно.

Следующим этапом была модификация поверхности квантовых точек полимерами. Изначально были выбраны два типа полимеров: полиэтиленмин (РЕІ) и чередующийся сополимер полималеинового ангидрида и 1-октадецена (РМАО), являющихся одними из самых распространенных полимеров в биохимических приложениях. После модификации были изучены спектральные характеристики, а также измерены квантовый выход и кинетика люминесценции полученных нанокомпозитов. Результаты отражены в таблице 3.

Квантовые точки показали снижение квантового выхода в растворе в 4 и 5 раз при модификации РМАО и РЕІ соответственно. Столь значительное снижение квантового выхода является следствием деградации люминесцентных свойств КТ в процессе их модификации, которое может быть вызвано как возникновением дефектов КТ в процессе замены ПАВ так и в следствии неоптимальности протокола модификации. Однако, квантовый выход образцов, модифицированных РЕІ, при переходе в конденсированную фазу уменьшается не более чем на четверть и составляет 10%, что указывает на высокую степень пространственной распределённости КТ в объёме полимера. Так же не было обнаружено сильного изменения в спектре флуоресценции растворов полученных образцов относительно исходного, что часто наблюдается при взаимодействии полупроводниковых наночастиц. Кроме того исследования спектров люминесценции КТ модифицированных РЕІ в конденсированной фазе не обнаружили смещения в красную область относительно спектра исходного раствора, что всегда наблюдается для немодифицированных наночастиц. Таким образом по совокупности проведённых исследований можно говорить о том, что взаимодействие между модифицированными РЕІ квантовыми точками в конденсированной фазе существенно ниже, чем между немодифицированными КТ.

Следующим шагом было измерение кинетики ФЛ полученных образцов. Для образцов модифицированных РМАО и РЕІ характерное время ФЛ (τ) в конденсированной фазе 13 и 15 нс соответственно, тогда как для немодифицированных образцов в конденсированной фазе это время составляло 11 нс. Характерные времена ФЛ подтверждают позиции гипотезы,

выдвинутой при исследовании спектральных свойств КТ, т.е. взаимодействие между модифицированными квантовыми точками в конденсированной фазе много слабее, чем в исходных образцах покрытых ТОРО. Сводные данные приведены в таблице 3.

Таблица 3. Сводные данные по характеристике КТ с поверхностью модифицированной полимерами.

Тип образца	Модификация	λ_{max} ФЛ, нм	$\Delta\lambda$ ФЛ, нм	QY, %	τ , нс
Раствор	Нет	617	30	70	19
	ПМАО	620	30	17	-
	PEI	619	30	13	-
Пленка	Нет	621	29	16	11
	ПМАО	620	30	2	13
	PEI	617	31	10	15

Для определения интегрального уровня токсичности полученных структур была использована методика «Биотокс», основанная на определении изменения интенсивности биолюминесценции геномодифицированных бактерий (биосенсор «Эколюм-12») при воздействии токсических веществ, присутствующих в анализируемой пробе, по сравнению с контрольной. Следует учесть, что данный метод являет собой исследование на токсичность с самых общих позиций, и, разумеется, в рамках настоящей методики нет возможности оценить токсичность структур при различных внешних условиях по отдельно взятым механизмам интоксикации.

При анализе, полученных в результате исследований, данных было обнаружено выраженное токсическое действие полимера PEI на культуры люминесцентных бактерий. Поэтому комплекс КТ-PEI был дополнительно модифицирован биологически инертным, отрицательно заряженным полистиролсульфатом натрия (PSS), который покрывает положительно заряженный полиэтиленимин. Полученный комплекс показал самый низкий индекс токсичности из всех модифицированных образцов. Результаты исследования токсичности использованных полимеров и наночастиц инкапсулированных в соответствующие полимеры, сведены в таблицу 4.

Таблица 4. Сводные данные по исследованию токсичности

Образец	Концентрация наночастиц, мг/мл	Концентрация полимера, мг/мл	Параметр токсичности Т, %	Степень токсичности
полэтиленимин	0	0,005	13,6	Допустимая
полэтиленимин	0	0,05	85	Сильно токсичен
PSS	0	1	7,9	Допустимая
QD's - ПМАО	0,01	0,1	1,6	Допустимая
QD's - Cyclodextrin	0,01	0,1	1,5	Допустимая
QD's - PEI+PSS	0,014	0,1	0	Допустимая

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе были исследованы спектральные характеристики, квантовый выход и кинетика люминесценции различных образцов КТ в конденсированной фазе. Наилучшее значение квантового выхода в конденсированной фазе показал образец CdSe/CdS/ZnS. Образцы квантовых точек в матрице ТОРО проявили существенное увеличение квантового выхода а также характерного времени флуоресценции квантовых точек по сравнению с образцами КТ без добавления избытка ТОРО в конденсированной фазе. Этот результат принципиально утверждает то, что благодаря увеличению расстояния между квантовыми точками с использованием полимеров и полимерных матриц появляется возможность улучшить их люминесцентные свойства. Были созданы и исследованы образцы квантовых точек модифицированных/инкапсулированных различными полимерами. Образцы модифицированные PEI показали значительное снижение взаимодействия между отдельными КТ, что было подтверждено увеличением характерного времени флуоресценции наночастиц и отсутствием красного сдвига спектра в сравнении с немодифицированными образцами. Кроме того, снижение QY при переходе из раствора в конденсированную фазу было крайне низким. Надо отметить, что технология, по которой производилась модификация наночастиц не оптимальна, а также результат модификации в значительной степени зависит от условий синтеза КТ и можно предположить, что в дальнейшем благодаря оптимизации обоих возможно будет добиться лучших результатов. Так же был проведен анализ полученных наногибридов на токсичность по протоколу определения токсичности для питьевой воды с использованием

механизма биолюминесценции. Проведённый тест показал, что такая модификация может сильно понизить предполагаемое вредное воздействие квантовых точек на биологические объекты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kang S.-H. et al. *Quantum-dot light-emitting diodes utilizing CdSe/ZnS nanocrystals embedded in TiO₂ thin film* // Applied Physics Letters, 2008, Vol. 93, № 19, P. 191116.
2. Shen C., Chu J., Qian F., Zou X., Zhong C., Li K., Jin S *High color rendering index white LED based on nano-YAG:Ce³⁺ phosphor hybrid with CdSe/CdS/ZnS core/shell/shell quantum dots.* // Journal of Modern Optics, 2012, Vol. 59, P. 1199-1203
3. Resch-Genger U. et al. *Quantum dots versus organic dyes as fluorescent labels.* // Nature methods, 2008, Vol. 5, № 9, P. 763–775.
4. Wang Y.-C. et al. *High efficiency silicon nanodisk laser based on colloidal CdSe/ZnS QDs.* // Nano reviews, 2011, Vol. 2, P. 2–6.
5. Chistyakov A.A. et al. *Laser-induced luminescence of CdSe/ZnS nanoparticles in solution and condensed phase.* // Laser Physics, 2005, Vol. 15, №8, P. 1150–1153.

ПЕРЕПУТЫВАНИЕ ДВУХ ДИПОЛЬНО-СВЯЗАННЫХ АТОМОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХМОДОВЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОЛЕМ В РЕЗОНАТОРЕ С ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин, Е.Г. Мангулова

*Кафедра общей и теоретической физики
Самарского государственного университета
(443011, г. Самара, ул. академика Павлова, 1)
e-mail: mast12basket@rambler.ru, bash@ssu.samara.ru*

1. ВВЕДЕНИЕ

Любая технология в квантовой информатике основывается на перепутанных состояниях. Поэтому, сейчас уделяется большое внимание исследованию создания, усиления и управления перепутыванием в различных системах имеет большое практическое значение для квантовой обработки информации и квантовых вычислений. Для практической реализации квантовых вычислений нужны максимально перепутанные чистые состояния с достаточно большим временем жизни. Атом-атомные перепутанные состояния с достаточно большим временем жизни наблюдались в ряде экспериментов с ионами и атомами в магнитных и оптических ловушках [1]. Однако в реальных условиях квантовые системы всегда взаимодействуют с окружением. Недавно в целом ряде работ была высказана идея о том, что в некоторых случаях диссипация и шум могут, являться источником перепутывания. В частности в работе [3] показано, что тепловой шум может также индуцировать перепутывание двух двухуровневых атомов в идеальном резонаторе. Позднее результаты работы были обобщены на случай двух неидентичных атомов, атомов с вырожденными и невырожденными двухфотонными переходами (см. ссылки в [3]). Преимущество схемы с двухфотонным взаимодействием в том, что степень перепутывания атомных состояний может значительно превосходить соответствующую величину для однофотонного взаимодействия. Естественным механизмом возникновения атомного перепутывания является диполь-дипольное взаимодействие атомных систем. Его наличие, может привести к значительному увеличению степени перепутывания двух атомов, взаимодействующих с модой

теплового поля в идеальном резонаторе [5]. Если говорить о физической интерпретации, то диполь-дипольное взаимодействие можно включить, уменьшая относительное расстояние между атомами в резонаторе. Это расстояние между атомами можно легко контролировать. В современных магнитных ловушках Пауля охлаждённые атомы могут быть заперты на расстояниях порядка длины волны излучения. В этом случае параметр диполь-дипольного взаимодействия становится сравнимым с константой диполь-фотонного взаимодействия. В результате, такие экспериментальные установки могут быть использованы для генерации значительной степени перепутывания атомов, даже при наличии шума. Еще одним механизмом, позволяющим увеличить степень перепутывания атомных систем, взаимодействующих с электромагнитными полями, является использование когерентных атомных состояний. Хорошо известно, что перепутывание связано с принципом суперпозиции в квантовой механике. Атомная когерентность может привести к различным квантово оптическим явлениям, таким как пленение излучения, электромагнитная индуцированная прозрачность и др. В последние годы было показано, что атомная когерентность играет важную роль в возникновении, усилении и управлении перепутывания. В цикле работ [4]-[7] исследовано влияние атомной когерентности на перепутывание системы двух атомов с различными типами переходов, взаимодействующих с одно и двухмодовыми тепловыми полями в идеальных резонаторах. При этом показана возможность значительного увеличения степени атомного перепутывания при использовании при наличии атомной когерентности. В настоящей работе нами исследовано влияние атомной когерентности на степень атомного перепутывания двух двухуровневых атомов, взаимодействующих посредством невырожденным двухфотонных переходов с двухмодовым шумом в идеальном резонаторе, при наличии диполь-дипольного взаимодействия между атомами.

2. МОДЕЛЬ

Рассмотрим два идентичных двухуровневых атома, резонансно взаимодействующих с двухмодовым квантовым электромагнитным полем в идеальном резонаторе посредством невырожденных двухфотонных переходов, при наличии прямого диполь-дипольного взаимодействия

между атомами. В представлении взаимодействия и приближении вращающейся волны гамильтониан такой модели можно представить в виде:

$$H = \hbar g \sum_{i=1}^2 (a_1^+ a_2^+ R_i^- + R_i^+ a_1 a_2) + \hbar \Omega (R_1^+ R_2^- + R_2^+ R_1^-), \quad (1)$$

где a_j^+ и a_j -- операторы рождения и уничтожения фотонов j -той резонаторной моды ($j=1,2$, R_i^+ и R_i^- -- повышающий и понижающий оператор в i -ом атоме ($i=1,2$), g -- константа взаимодействия атомов с полем и Ω -- константа прямого диполь-дипольного взаимодействия атомов.

Обозначим через $|+\rangle$ и $|-\rangle$ возбужденное и основное состояние двухуровневого атома. Тогда двухатомная волновая функция может быть представлена в виде комбинации волновых векторов вида $|\alpha, \beta\rangle = |\alpha\rangle |\beta\rangle$, где $\alpha, \beta = +, -$. Атом-полевая система в идеальном резонаторе обладает унитарной динамикой, которая в представлении взаимодействия описывается оператором эволюции вида $U(t) = \exp(-iHt/\hbar)$. Если система, включающая атомы и поле, находится в начальный момент времени в чистом состоянии, то ее вектор состояния в любой момент времени в представлении взаимодействия может быть представлен в виде $|\Psi(t)\rangle = U(t)|\Psi\rangle(0)$. В двухатомном базисе $|+, +\rangle, |+, -\rangle, |-, +\rangle, |-, -\rangle$ оператор эволюции $U(t)$ для модели с гамильтонианом (1)

$$U(t) = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} & U_{14} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} & U_{24} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} & U_{34} \\ U_{41} & U_{42} & U_{43} & U_{44} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь

$$U_{11} = 1 + 2a_1 a_2 \frac{A}{\lambda} a_1^+ a_2^+, \quad U_{14} = 2a_1 a_2 \frac{A}{\lambda} a_1 a_2, \quad U_{41} = 2a_1^+ a_2^+ \frac{A}{\lambda} a_1^+ a_2^+,$$

$$U_{44} = 1 + 2a_1^+ a_2^+ \frac{A}{\lambda} a_1 a_2, \quad U_{12} = U_{13} = a_1 a_2 \frac{B}{\theta}, \quad U_{21} = U_{31} = \frac{B}{\theta} a_1^+ a_2^+,$$

$$U_{24} = U_{34} = \frac{B}{\theta} a_1 a_2, \quad U_{42} = U_{43} = a_1^+ a_2^+ \frac{B}{\theta},$$

$$U_{22} = U_{33} =$$

$$= \frac{\exp\left[-i\frac{g}{2}(\alpha + \theta)t\right]}{4\theta} \left\{ [1 - \exp(ig\theta t)]\alpha + 2\theta \exp(i\frac{g}{2}(3\alpha + \theta)t) + \theta[1 + \exp(ig\theta t)] \right\},$$

$$U_{23} = U_{32} =$$

$$= \frac{\exp\left[-i\frac{g}{2}(\alpha + \theta)t\right]}{4\theta} \left\{ [1 - \exp(ig\theta t)]\alpha - 2\theta \exp(i\frac{g}{2}(3\alpha + \theta)t) + \theta[1 + \exp(ig\theta t)] \right\},$$

где

$$A = \exp\left[-i\frac{g\alpha}{2}t\right] \left\{ \cos\left(\frac{g\theta}{2}t\right) + i\frac{\alpha}{\theta} \sin\left(\frac{g\theta}{2}t\right) \right\} - 1,$$

$$B = \exp\left[-i\frac{g}{2}(\alpha + \theta)t\right] [1 - \exp(ig\theta t)]$$

и

$$\alpha = \frac{\Omega}{g}, \quad \lambda = 2(a_1 a_2 a_1^+ a_2^+ + a_1^+ a_2^+ a_1 a_2), \quad \theta = \sqrt{8(a_1 a_2 a_1^+ a_2^+ + a_1^+ a_2^+ a_1 a_2) + \alpha^2}.$$

Пусть в начальный момент времени резонаторное поле находится в двухмодовом тепловом поле

$$\rho_F(0) = \sum_{n_1} \sum_{n_2} p_1(n_1) p_2(n_2) |n_1, n_2\rangle \langle n_1, n_2|,$$

где

$$p_i(n_i) = \frac{\bar{n}_i^{n_i}}{(1 + \bar{n}_i)^{n_i}}$$

и $\bar{n}_i$ - среднее число тепловых фотонов в i -ой моде, а атомы в когерентных состояниях вида

$$|\Psi_1(0)\rangle = \cos\theta_1 |+\rangle + e^{i\varphi_1} \sin\theta_1 |-\rangle, \quad |\Psi_2(0)\rangle = \cos\theta_2 |+\rangle + e^{i\varphi_2} \sin\theta_2 |-\rangle.$$

Здесь θ_1 и θ_2 обозначают амплитуды поляризованных атомов и φ_1 и φ_2 - относительные фазы состояний двух атомов. Начальная атомная матрица плотности атомов можем быть тогда записана в виде

$$\rho_A(0) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(0) & \rho_{12}(0) & \rho_{13}(0) & \rho_{14}(0) \\ \rho_{12}^*(0) & \rho_{22}(0) & \rho_{23}(0) & \rho_{24}(0) \\ \rho_{13}^*(0) & \rho_{23}^*(0) & \rho_{33}(0) & \rho_{34}(0) \\ \rho_{14}^*(0) & \rho_{24}^*(0) & \rho_{34}^*(0) & \rho_{44}(0) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где матричные элементы равны

$$\rho_{11}(0) = \cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2, \quad \rho_{12}(0) = \cos^2\theta_1 \cos\theta_2 \sin\theta_2 e^{-i\varphi_2},$$

$$\rho_{13}(0) = \cos\theta_1 \sin\theta_1 \cos^2\theta_2 e^{-i\varphi_1}, \quad \rho_{14}(0) = \cos\theta_1 \sin\theta_1 \cos\theta_2 \sin\theta_2 e^{-i(\varphi_1+\varphi_2)},$$

$$\rho_{22}(0) = \cos^2\theta_1 \sin^2\theta_2, \quad \rho_{23}(0) = \cos\theta_1 \sin\theta_1 \cos\theta_2 \sin\theta_2 e^{-i(\varphi_1-\varphi_2)},$$

$$\rho_{33}(0) = \sin^2\theta_1 \cos^2\theta_2, \quad \rho_{24}(0) = \cos\theta_1 \sin\theta_1 \sin^2\theta_2 e^{-i\varphi_1},$$

$$\rho_{34}(0) = \sin^2\theta_1 \cos\theta_2 \sin\theta_2 e^{-i\varphi_2},$$

$$\rho_{44}(0) = 1 - \rho_{11}(0) - \rho_{22}(0) - \rho_{33}(0).$$

Для вычисления критерия перепутанности атомов вычислим стандартным образом редуцированную матрицу плотности

$$\rho_A(t) = \text{Tr}_F U(t) \rho_F(0) \otimes \rho_A(0) U^+(t).$$

В результате с использованием явного вида оператора эволюции (2) получаем

$$\rho_A(t) = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{12}^* & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{13}^* & \rho_{23}^* & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{14}^* & \rho_{24}^* & \rho_{34}^* & \rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

Явный вид матричных элементов матрицы плотности $\rho(t)$ мы не приводим, ввиду их громоздкости.

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПЕРЕПУТЫВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для определения степени атом-атомного перепутывания мы использовали параметр Переса Хорощеких [1], который определяется следующим образом

$$\varepsilon = -2 \sum_i \mu_i^-, (4)$$

где μ_i^- – отрицательные собственные значения частично транспонированной по переменным одного кубита (атома) матрицы (3). Для неперепутанных состояний $\varepsilon = 0$. Для перепутанных состояний $0 < \varepsilon \leq 1$. Максимальной степени перепутывания соответствует значение $\varepsilon = 1$.

Результаты численного моделирования параметра перепутывания (4) для различных параметров рассматриваемой модели показано на рис.1-2. На рис.1 показана зависимость степени атомного перепутывания для различных значений среднего числа тепловых фотонов в резонаторе при наличии и отсутствии атомной когерентности. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением резонатора с высокой температурой. Такой случай соответствует большим значениям среднего начального числа фотонов в модах, т.е. $\bar{n}_1, \bar{n}_2 \gg 1$. Из рисунка хорошо видно, что в отсутствии атомной когерентности атомное перепутывание для рассматриваемой модели практически не возникает, что согласуется с результатами нашей работы [7]. При этом с увеличением среднего числа фотонов в модах интенсивность заметно уменьшается. Для когерентных атомных состояний максимальная степень перепутывания возрастает примерно на порядок и достаточно слабо зависит от среднего числа тепловых фотонов в моде. На рис. 2 представлена зависимость степени атомного перепутывания при наличии и отсутствии атомной когерентности от параметра диполь-дипольного взаимодействия в случае $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 20$. Из рисунка хорошо видно, что для когерентного начального атомного состояния степень атомного перепутывания слабо зависит от параметра диполь-дипольного взаимодействия. Увеличение параметра дипольной связи приводит лишь к уменьшению периода осцилляций параметра перепутывания.

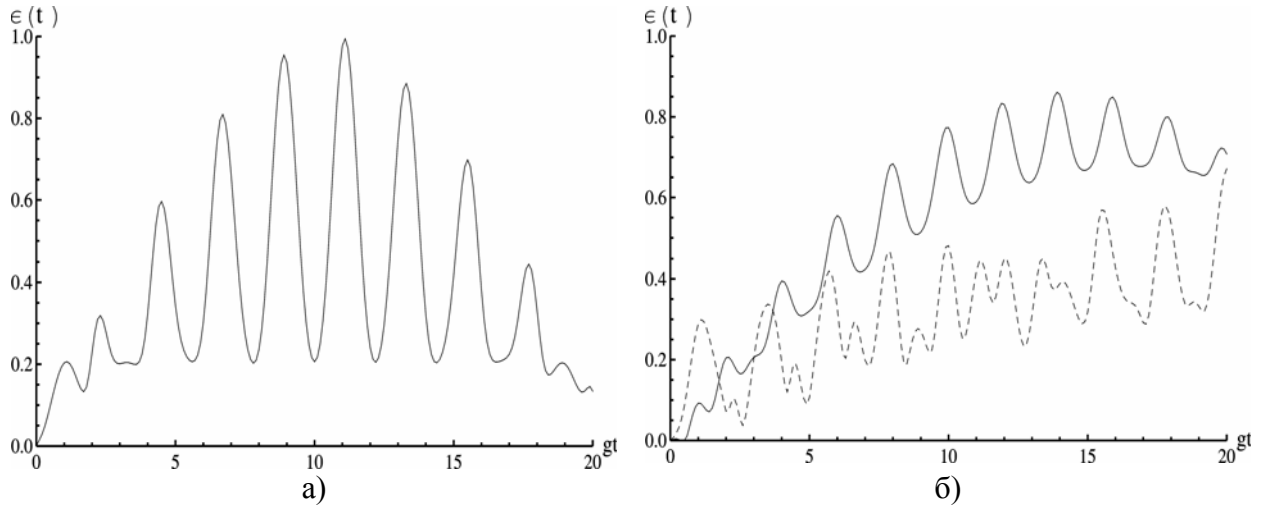


Рис. 1. Временная зависимость атомного перепутывания для различных значений среднего числа тепловых фотонов: а) $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 10$; б) $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 40$. Начальные состояния атомов: $|\Psi(0)\rangle_1 = |+\rangle, |\Psi(0)\rangle_2 = |-\rangle$ (штриховые линии), $|\Psi(0)\rangle_1 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle + |-\rangle), |\Psi(0)\rangle_2 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle - |-\rangle)$ (сплошные линии). Параметр диполь-дипольного взаимодействия $\alpha = 0.1$

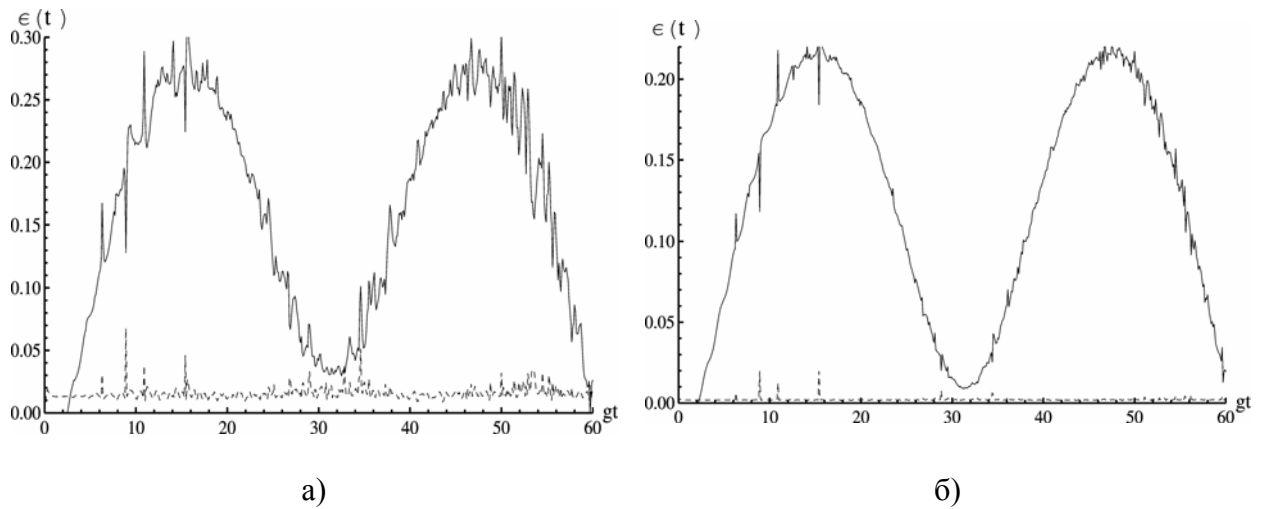


Рис. 2. Временная зависимость атомного перепутывания для различных значений параметра диполь-дипольного взаимодействия: а) $\alpha = 0.3$; б) $\alpha = 1$. Начальные состояния атомов: $|\Psi(0)\rangle_1 = |+\rangle, |\Psi(0)\rangle_2 = |-\rangle$ (штриховые линии), $|\Psi(0)\rangle_1 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle + |-\rangle), |\Psi(0)\rangle_2 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle - |-\rangle)$ (сплошные линии). Среднее число фотонов в тепловых модах $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 20$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе нами исследовано атом-атомное перепутывание двух дипольно-связанных атомов, взаимодействующих

посредством невырожденных двухфотонных переходов с двухмодовым тепловым полем высокой интенсивности. При этом показана возможность управления степенью атомного перепутывания за счет выбора степени когерентности в атомной системе в начальный момент времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schumacker, D. Quantum Processes, Systems and Information / D. Schumacker, M. D. Westmoreland. - New York: Cambridge University Press, 2010. -- 469 p.
2. Kim, M.S. Entanglement induced by a single-mode heat environment / M.S. Kim, J. Lee, D. Ahn, P.L. Knight. // Phys. Rev. -- 2002. -- Vol. A65. -- P. 040101.
3. Башкиров Е.К., Ступацкая М.П. Перепутывание двух атомов, взаимодействующих тепловым полем // Компьютерная оптика. -- 2011. -- Т. 35. -- 2. -- С. 243-249.
4. Hu Y.-H., Fang M.-F., Wu Q. Atomic coherence control on the entanglement of two atoms in two-photon process // Chin. Phys. -- 2007. - - Vol. 16 -- 8. -- P. 2407-2414.
5. Hu Y.-H., Fang M.-F., Jiang C.-L., Zeng K. Coherence-enhanced entanglement between two atoms at high temperature // Chin. Phys. -- 2008. -- Vol. 17 -- 5. -- P. 1784-1790.
6. Hu Y.-H., Fang M.-F. Coherence-enhanced entanglement induced by a two-mode thermal field // Comm. Theor. Phys. -- 2010. -- Vol. 54 -- P. 421-426.
7. Bashkirov E.K., Stupatskaya M.P. The entanglement of two dipole-dipole coupled atoms induced by nondegenerate two-mode thermal noise // Laser Physics. -- 2009. -- Vol. 19. -- P. 525-530.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МИКРОВЗРЫВОВ ЧАСТИЦ ПОЛИСТИРОЛА ДЛЯ МАНИПУЛИРОВАНИЯ МИКРООБЪЕКТАМИ

А.А. Морозов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: ragefalcon@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Описан метод перемещения относительно крупных микрообъектов путём использования энергии микровзрывов полистироловых микрочастиц в ультрафиолетовом световом пучке с длиной волны 355 нм. Предварительное позиционирование полистироловой микрочастицы осуществлялось лазерным пучком с длиной волны 532 нм, который распространялся в том же направлении, что и ультрафиолетовый пучок. Представлен эксперимент по управляемому перемещению биологического микрообъекта диаметром 30 мкм.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время бурно развивается направление в оптике, посвящённое перемещению микрообъектов в когерентных пучках [1–4]. При этом инструментарий оптического микроманипулирования прошёл путь от простейших экспериментов по оптическому захвату [1] до весьма сложных систем для управления движением микрочастиц с помощью световых пучков [2–4], в том числе систем, использующих в своей основе пространственные модуляторы света [3]. Есть также множество работ, посвящённых использованию специальных пучков для перемещения или вращения микрообъектов. Характерный размер перемещаемых микрообъектов – от долей микрометра до десятка микрометров. При этом с увеличением размеров микрообъекта необходимо существенно повышать мощность светового пучка. Так как какая-то малая часть энергии светового пучка в любом случае поглощается в микрообъекте, то существует некоторый предел для размеров микрочастиц, которые могут быть перемещены за счёт сил опти-

ческого захвата. Точное значение такого размера зависит от многих параметров: коэффициента поглощения микрообъекта, свойств жидкости, формы поверхности микрообъекта и т.д. Но примерная оценка такого размера для сферических прозрачных микрообъектов даёт значение около 30 мкм. В то же время микрообъекты размером до 100 мкм всё ещё довольно малы для механического перемещения. Существует довольно сложный способ комбинированного, с помощью света и ультразвука, захвата таких микрообъектов [5]. В [6] описан более простой метод перемещения таких микрообъектов за счёт микровзрывов полистироловых микрочастиц в пучке ультрафиолетового лазера с длиной волны 355 нм. В данной работе предлагается использовать составной световой пучок, который сведён из двух пучков – зелёного с длиной волны 532 нм и ультрафиолетового с длиной волны 355 нм. В этом случае зелёный пучок осуществляет доставку полистироловых микрочастиц в нужную точку, а ультрафиолетовый взрывает микрочастицу. Следует заметить, что процессы, проходящие при воздействии на микрочастицу сфокусированного ультрафиолетового излучения, совершенно не изучены. Существует лишь несколько исследовательских работ, посвящённых изучению воздействия когерентных ультрафиолетовых непрерывных пучков с длиной волны 266 нм на поверхность листового полистирола. В этих работах рассматривается воздействие на полистирол ультрафиолетовых пучков относительно небольшой мощности. Поэтому в данной работе кратко рассмотрены основные внешние проявления протекающих процессов с примерной оценкой некоторых параметров.

2. МИКРОВЗРЫВ ПОЛИСТИРОЛОВОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ

Известно, что полистирол нестойк в ультрафиолетовом излучении. Однако кратковременное воздействие малой интенсивности полистирол выдерживает. Так, в [7–8] полистироловые частицы использовались как микролинзы для фокусировки ультрафиолетового излучения с длиной волны 355 нм, а в [8] указывается удельная энергия в импульсе в 300 мДж/см². Целью при этом было получение рельефа с наноразрешением на органической подложке. Однако полистирол в сферических микрочастицах при облучении сфокусированным ультрафиолетовым пучком, когда удельная энергия в импульсе доходит до 15-20 Дж/см², ведёт себя несколько иначе. Так, при некотором расположении микрочастицы в сфокусированном пучке (рис. 1) фокальное пятно будет располагаться внутри.

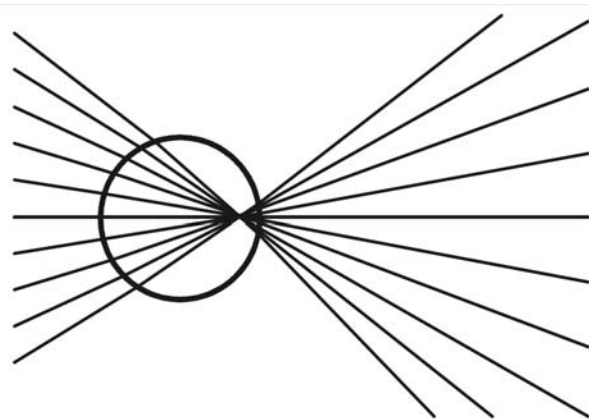


Рис. 1. Положение фокуса в сферической микрочастице

Можно так расположить фокальную плоскость микрообъектива, что пучок будет сфокусирован точно в геометрическом центре полистироловой микрочастицы. В этом случае при воздействии импульсным ультрафиолетовым излучением должно происходить симметричное разрушение полистирола внутри микрочастицы за счёт процессов фотолиза и термического разложения. На рис. 2 представлена оптическая схема экспериментальной установки для реализации процесса перемещения микрообъекта за счёт микровзрывов.

В оптической схеме введены обозначения: UV – ультрафиолетовый лазер DTL-375QT с длиной волны 355 нм и максимальной средней мощностью

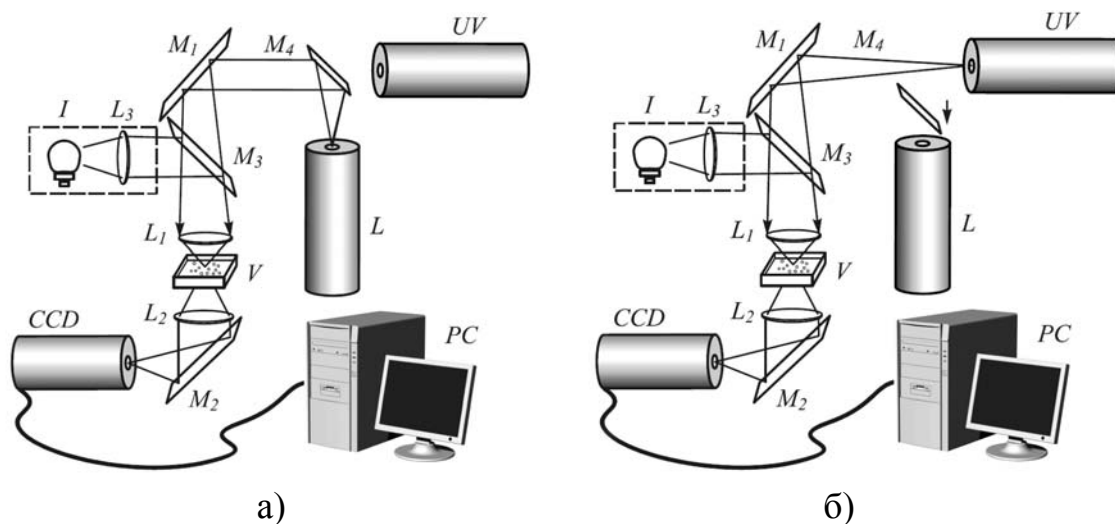


Рис. 2. Оптическая схема эксперимента для осуществления микровзрывов полистироловых микрообъектов в пучке ультрафиолетового лазера: для предварительного перемещения группы полистироловых микрочастиц (а), для осуществления микровзрыва (б)

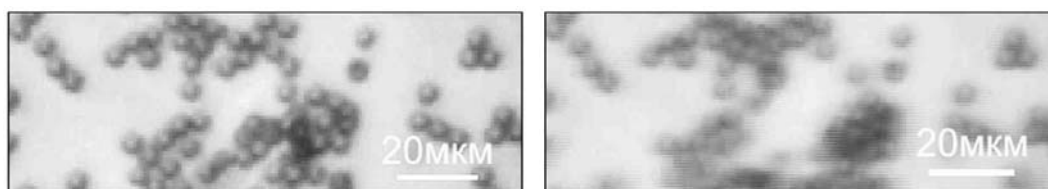
40 мВт; L – твердотельный лазер с длиной волны 532 нм мощностью 2 Вт; M1, M2, M3, M4 – поворотные зеркала, I – лампа осветителя, L1 – фокусирующий микрообъектив (20×), L2 – изображающий микрообъектив (16×), CCD – видеокамера, V – кювета с микрообъектами. В эксперименте в качестве устройств регистрации были использованы камера ВИДЕОСКАН 2020 с разрешением 1600×1200 пикселей с ультрафиолетовой чувствительностью и цифровой фотоаппарат FUJIFILM FinePix HS20 с возможностью скоростной съёмки (320 кадров/с), с разрешением в режиме быстрой съёмки 320×112 пикселей.

Использование в оптической схеме 20-кратного фокусирующего микрообъектива позволило сфокусировать пучок лазера в пятно диаметром 1,5 мкм. При этом сама полистироловая частица также работает как микролинза, диаметр фокального пятна должен составлять примерно 0,2 мкм [5, 6].

Падающий на микрочастицу пучок состоит из последовательности коротких импульсов длительностью 5 нс с частотой от 100 до 1000 Гц. С учётом размеров фокального пятна средняя интенсивность в фокальном пятне составляет 10¹⁶–10¹⁷ Вт/м². Так как полистирол на этой длине волны довольно сильно поглощает, такое значение интенсивности, очевидно, должно приводить к мгновенному разложению и испарению продуктов распада полистирола в центральной области микрочастицы, что и приводит к микровзрыву. Лазер с длиной волны 532 нм использовался для позиционирования микрочастицы в нужной точке (рис. 2а). После позиционирования микрочастицы зеркало M4 отодвигалось, и вместо пучка с длиной волны 532 нм на частицу попадал пучок с длиной волны 355 нм (рис. 2б).

Процесс протекания микровзрыва представлен на рис. 3. К сожалению, частоты съёмки 320 кадров в секунду оказалось недостаточно для разрешения отдельных стадий движения, так что на рис. 3 представлено два состояния системы микрочастиц: до микровзрыва (рис. 3а) и после микровзрыва (рис. 3б).

Сделанные снимки по изменению положения микрочастиц позволяют оценить скорость перемещения микрочастиц в процессе микровзрыва. Расстояние между начальным и конечным положениями для переместившихся микрочастиц составляет 10–20 мкм.



а)

б)

Рис. 3. Положение микрочастиц до микровзрыва (а) и после микровзрыва (б)

Так как интервал времени между соседними кадрами составляет $1/320$ с, то можно оценить скорость перемещения снизу, она не менее чем 3-6 мм/с. К сожалению, из-за технических трудностей не удалось снять наиболее мощные микровзрывы. Лазер DTL-375QT позволяет менять частоту импульсов от 100 Гц до 10 кГц. При этом энергия импульса меняется от 20 мкДж до 1,5 мкДж. Изменяя частоту, можно изменить энергию импульса и среднюю мощность. Как показали результаты экспериментов, процесс взрыва микрочастицы зависит, в первую очередь, от энергии импульса [6]. При уменьшении энергии импульса до величины менее 3 мкДж микровзрывы не фиксировались. При изменении диаметра полистироловых микрочастиц до 2 мкм с сохранением максимальной энергии в импульсе (14 мкДж) взрывы фиксировались [6].

3. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОГО МИКРООБЪЕКТА МИКРОВЗРЫВОМ

В качестве перемещаемого непрозрачного микрообъекта была выбрана спора ликоподия. Выбор был обусловлен доступностью этого микрообъекта, а также тем, что спора ликоподия полностью удовлетворяет условиям постановки эксперимента: почти шарообразной формы непрозрачный объект диаметром около 30 мкм.

Так как спора ликоподия – микрообъект непрозрачный, попытка захвата её специальным полым пучком заканчивается термическим разрушением. Возможен не прямой захват такого микрообъекта с использованием прикреплённых прозрачных микрочастиц, однако в настоящее время неизвестны эксперименты по перемещению столь крупных микрочастиц этим методом [9]. Для эксперимента эмпирически была выбрана частота следования импульсов УФ лазера – 1000 Гц, с энергией в импульсе 15–16 мкДж (как показано в [6], это оптимальные

параметры для осуществления микровзрывов полистироловых микрочастиц). Эксперимент протекал в две стадии. Сначала пучком с длиной волны 532 нм захватывалась группа микрочастиц и перемещалась в область, близкую к споре ликоподия. На рис. 4 представлены различные стадии процесса перемещения группы полистироловых микрочастиц диаметром 5 мкм.

Группа микрочастиц, помеченная кружком, перемещается по траектории, указанной тонкой стрелкой, для облегчения задачи последующей точной фокусировки УФ лазерного пучка. Спора ликоподия, которую нужно переместить, указана большой стрелкой. Для микровзрыва нужно, чтобы в момент прохождения импульса фокусировка осуществлялась как можно ближе к вертикальной оси микрочастицы (горизонтальная линия на рис. 1). Смещение в сторону приводит к разрушению полистирола с краю микрочастицы и, соответственно, к отсутствию микровзрыва.

При наличии компактной группы микрочастиц выполнить это условие фокусировки проще: хотя бы один из импульсов пройдёт по оси одной из микрочастиц. После этого оптическая схема была приведена в состояние, представленное на рис. 2б, и на микрочастицы в сформированной группе попадал сфокусированный пучок УФ лазера. После микровзрыва спора ликоподия перемещалась в сторону, противоположную подведённой группе микрочастиц (рис. 5).

На рис. 5б пятиугольником помечено положение центра споры ликоподия до микровзрыва, а звёздочкой – положение взорвавшейся микрочастицы. Как видно из рис. 5, в результате микровзрыва спора ликоподия переместилась примерно на 30 мкм. Средняя скорость

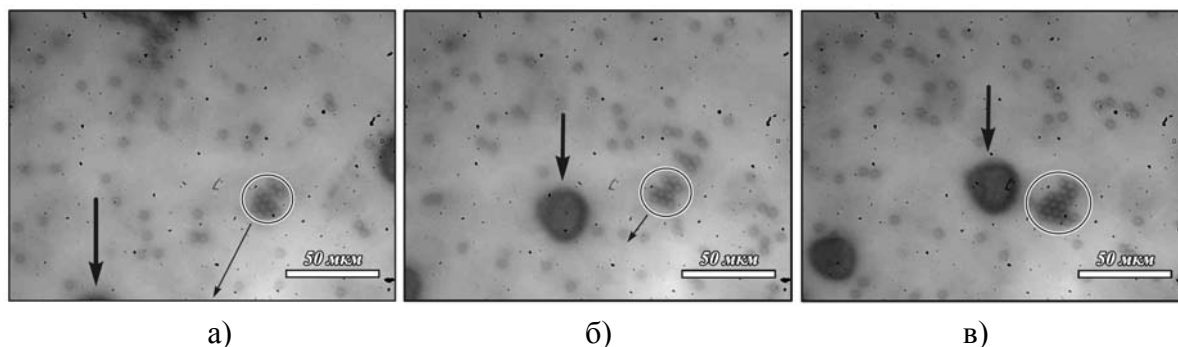


Рис. 4. Стадии перемещения группы полистироловых микрочастиц лазерным пучком с длиной волны 532 нм

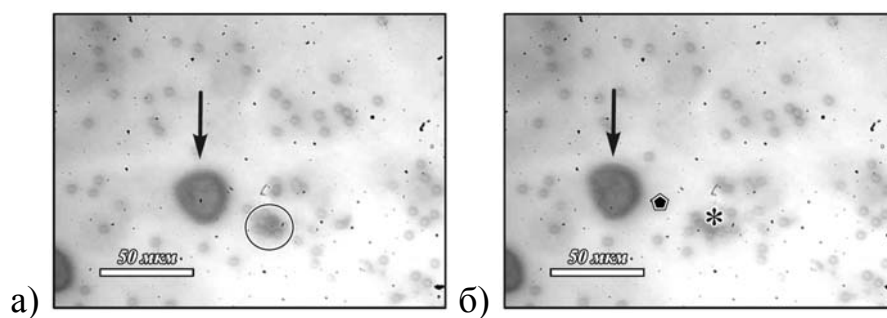


Рис. 5. Положение споры ликоподия до взрыва микрочастицы (а) и после взрыва микрочастицы (б)

перемещения споры ликоподия составила не менее 250 мкм/с, при этом спора ликоподия, расположенная на краю кадра, не изменила своё положение, следовательно, на этом расстоянии ударная волна от микровзрыва не оказала никакого действия. Это означает, что величину перемещения можно регулировать за счёт изменения расстояния между взрывающейся микрочастицей и перемещаемой микрочастицей. Направление перемещения задаётся положением позиционируемой группы полистироловых микрочастиц.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен метод по контролируемому перемещению крупных (более 10 мкм) микрочастиц за счёт микровзрывов микрочастиц полистирола в пучке ультрафиолетового лазера.

Экспериментально показана работоспособность метода, включающего в себя: предварительное позиционирование группы полистироловых микрочастиц в лазерном пучке с длиной волны 532 нм, микровзрыв полистироловых микрочастиц для перемещения крупной микрочастицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ashkin, A. *Stable radiation-pressure particle traps using alternating light beams* / A. Ashkin // Optics Letters. – 1984. – Vol. 9, N 10. – P. 454-456.
2. Dholakia, K. *Optical tweezers: the next generation* / K. Dholakia, G. Spalding, Mac M. Donald // Physics World. – 2002. – P. 31-35.
3. Gibson, G. *Holographic assembly workstation for optical manipulation* / G. Gibson, D.M. Carberry, G. Whyte, J. Leach, J. Courtial, J.C. Jackson, D. Robert, M. Miles and M. Padgett // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2008. – V. 10. – P. 1-6.

4. Grujic, K. *Sorting of polystyrene microspheres using a y-branched optical waveguide* / K. Grujic, O.G. Helleso, J.P. Hole and J.S. Wilkinson // Opt. Express. – 2005. – V. 13. – P. 1-7.
5. Thalhammer, G. *Combined acoustic and optical trapping* / G. Thalhammer, R. Steiger, M. Meinschad, M. Hill, S. Bernet and M. Ritsch-Marte // BIOMEDICAL OPTICS EXPRESS. – 2011. – V. 2, N 10. – P. 2859-2870.
6. Скиданов, Р.В. *Оптическая микроманипуляция с использованием микровзрывов частиц полистирола* / Р.В. Скиданов, А.А. Морозов // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 3. – С. 302-307.
7. McLeod, E. *Subwavelength direct-write nanopatterning using optically trapped microspheres* / E. McLeod, C.B. Arnold // Nature Nanotech. – 2008. – Vol. 3. – P. 413-417.
8. Piparia, R. *Nanobumps on silicon created with polystyrene spheres and 248 or 308 nm laser pulses* / R. Piparia, E.W. Rothe, R.J. Baird // Applied physics letters. – 2006. – V. 89. – P. 223113.
9. Losert, W. *Survey on indirect optical manipulation of cells, nucleic acids and motor proteins* / A. Banerjee, S. Chowdhary, W. Losert, S.K. Gupta // Journal of Biomedical Optics. – 2011. – V. 16, N 5. – P. 051302-1.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

С.С. Налегает, С.Э. Путилин, В.Г. Беспалов

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики
(197101, г. Санкт-Петербург, Кронверский пр., 49)
e-mail: s.nalegaev@gmail.ru, SEPutilin@yandex.ru,
victorbespaloff@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Проведены эксперименты по генерации суперконтинуума при возбуждении оптическими импульсами с длиной волны 830 нм, длительностью 40-50 фс, энергией 1,0-1,5 мДж. В кристалле DKDP и других кристаллах $\chi^{(2)}$ -нелинейности зарегистрировано излучение суперконтинуума в области спектра 400...2200 нм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация белого света, или генерация спектрального суперконтинуума (СК) ¹, заключается в получении оптического излучения с непрерывным или иногда дискретным спектром, ширина которого составляет обычно не менее одной октавы, с использованием импульсных лазеров пико- и фемтосекундной длительности. Описанное спектрально расширенное излучение, как правило, является результатом нелинейного оптического пространственно-временного преобразования поля сверхкоротких лазерных импульсов высокой интенсивности в диэлектрических средах.

Как правило, в генераторах СК используются преимущественно диэлектрические среды с большей нелинейностью $\chi^{(3)}$, однако при этом малый вклад вносят параметрические процессы. Применение в качестве генераторов СК кристаллических сред, обладающих одновременно существенными нелинейностями $\chi^{(2)}$ и $\chi^{(3)}$, очевидно, позволит увеличить вклад параметрических процессов и получить более широкий выходной спектр.

Генерация суперконтинуума на данный момент широко применяется в экспериментах по «pump-probe» спектроскопии ². Кроме того, расширение

спектра СК очень важно в практическом плане, так как одна из возможных сфер использования генерации СК, это передача информации, в том числе по оптоволоконным линиям связи ³.

Планомерных исследований генерации белого света при использовании нелинейно-квадратичных кристаллических сред и импульсного излучения накачки высокой плотности мощности и фемтосекундной длительности не проводилось (в том числе в ИК-области спектра), поэтому исследование генерации спектрального СК является актуальным направлением для исследования.

Целью данной работы является определение оптимальных условий генерации сверхширокополосного спектрального СК в средах с нелинейностью $\chi^{(2)}$, обладающих также существенной нелинейностью $\chi^{(3)}$, и выявление его особенностей. В качестве сред с нелинейностью $\chi^{(2)}$ использовались образцы одноосных кристаллов DKDP, KDP и LiIO₃. Для сравнения были проведены измерения спектров излучения СК на образце кристалла LiF с кубическим типом решётки (квадратичная нелинейная восприимчивость $\chi^{(2)}$ отсутствует).

Под оптимальными условиями генерации в данной работе понимается изменение условий фазировки различных компонент суперконтинуума при варьировании угла распространения преломленного луча накачки в объеме исследуемого кристалла, что осуществлялось путем использования в схеме двухкоординатного столика-вращателя.

Характеристики фемтосекундной лазерной системы на кристаллах сапфира, активированных титаном с центральной длиной волны 830 нм, использовавшейся в экспериментах, подробно описаны в ⁴. Энергия и длительность одиночного импульса составляли, соответственно, 1,0-1,5 мДж и 40-50 фс а средняя мощность лазерного излучения 50-75 мВт (при частоте следования импульсов 50 Гц).

Данные со спектрографов в ходе экспериментов сохранялись в памяти персонального компьютера, для дальнейшей обработки. Для минимизации погрешностей при каждом измерении записывалось около сотни спектров генерации СК и спектров шумового сигнала.

Генерация суперконтинуума в случае использования кристалла LiF существенно уступает случаям использования сред с выраженной квадратичной нелинейностью как по общей ширине выходного спектра СК, так и по интенсивности в ближней ИК-области спектра. Мощность излучения

спектрального суперконтинуума в ИК-области более чем вдвое ниже, чем соответствующая мощность на выходе кристаллов KDP и DKDP, что объясняется происходящими в них процессами, основанными на $\chi^{(2)}$ -нелинейности, среди которых наибольший вклад имеют процессы параметрической генерации света – а именно- генерация разностной частоты.

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученное экспериментально излучение суперконтинуума в средах с нелинейностью $\chi^{(2)}$ практически не уступает по ширине выходного спектра широко распространенным в настоящее время генераторам суперконтинуума на основе оптических волокон различных типов. Наблюдается некоторая равномерность спектра полученного суперконтинуума. Следует отметить, что объемные нелинейно-квадратичные среды позволяют достаточно эффективно генерировать излучение суперконтинуума в излучение в синей области 400...480 нм и ИК-области спектра 900...2200 нм, причем изменяя угол падения накачки на кристалл можно регулировать интенсивность суперконтинуума по спектру, выделяя отдельные спектральные полосы.

Использование в качестве сред для генерации кристаллов с квадратичной нелинейностью позволяет заметно расширить выходной спектр излучения (в том числе в коротковолновой области – за счет генерации второй гармоники), а также существенно повысить эффективность генерации спектрального суперконтинуума в ИК-области спектра в сравнении со средами, у которых преобладают кубичные нелинейные свойства. Поэтому метод получения излучения сверхширокополосного спектрального суперконтинуума на основе нелинейных кристаллов имеет свои перспективы использования во многих областях современной науки и технологии, например, как источник излучения для оптической квантовой томографии или «pump-probe» спектроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alfano R.R. The Supercontinuum Laser Source: Fundamentals with Updated References. N.Y.: Springer-Verlag, 2005, 552 p.
2. Крылов В.Н., Беспалов В.Г., Стаселько Д.И., Лобанов С.А., Милоглядов Э.В., Seyfang G. *Спектральные особенности взаимодействия*

разночастотных фемтосекундных импульсов света в приграничных областях керровской среды// Оптика и Спектроскопия, 2005, Т. 99, № 5, С. 853–858.

3. Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. *Использование фемтосекундного суперконтинуума в системах сверхплотной передачи информации*// Сборник статей «Оптические и лазерные технологии». СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2001, С. 214–219.
4. Беспалов В.Г., Киселев В.М., Кисляков И.М. и др. *Антистоксов самосдвиг и уширение спектра излучения фемтосекундного лазера в сильно поглощающей среде*// Оптика и Спектроскопия, 2009, Т. 106, №. 4, С. 670–679.

МЕТОД ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ КОММУТАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ И ЕГО ВОЗМОЖНЫЕ РЕАЛИЗАЦИИ

Т.А. Неевина, И.Н. Компанец

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук
(119991, г. Москва, Ленинский просп., 53)*

e-mail: neyevina@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию возможности создания многоканальных параллельных коммутаторов $N \times N$ волноводных оптических каналов. Предлагается метод, основанный на поразрядной коммутации каналов, и два варианта его реализации: с использованием эффекта полного внутреннего отражения во встроенных в волновод электрооптических ячейках и с использованием фоторефрактивного эффекта в материале самого волновода. Оба варианта промоделированы на примере коммутации 8×8 каналов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня современную вычислительную технику, системы связи, управления и обработки сигналов невозможно представить без применения оптических технологий. Это с одной стороны является следствием стремительного развития волоконных и интегрально-оптических устройств, с другой стороны – продиктовано требованиями увеличения информационной ёмкости каналов, скорости обработки сообщений и повышения надёжности коммуникационных систем. Тем не менее, большинство сетевых задач пока решается на базе электронных компонентов, что не только ограничивает быстродействие системы в целом, но в ряде случаев требует дополнительной инженерной проработки для обеспечения ее надёжности.

Перспективным является направление на создание полностью оптических коммуникационных сетей [1], обеспечивающих на базе оптических технологий и компонентов максимальную параллельность и надёжность

при реализации мультиплексирования, перегруппирования и др. необходимых для коммутации функций. По мнению авторов работы, этому критерию удовлетворяет предлагаемый ниже метод параллельной коммутации NxN оптических каналов и два способа его возможной реализации.

2. МЕТОД ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ КОММУТАЦИИ NxN ВОЛНОВОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

Метод параллельной коммутации NxN оптических каналов поясняется на примере трехразрядного (8-канального) устройства (рис. 1). На первом этапе выполняются операции удвоения каналов {1'} с разделением по 0 и 1 в старшем разряде адресов и операция уплотнения каналов {2'} в обоих плечах, т.е. сборки открываемых (сигнальных) каналов и удаления закрытых каналов (в них сигнал отсутствует). В результате в обоих плечах остается по 4 сигнальных канала. На следующих этапах те же операции

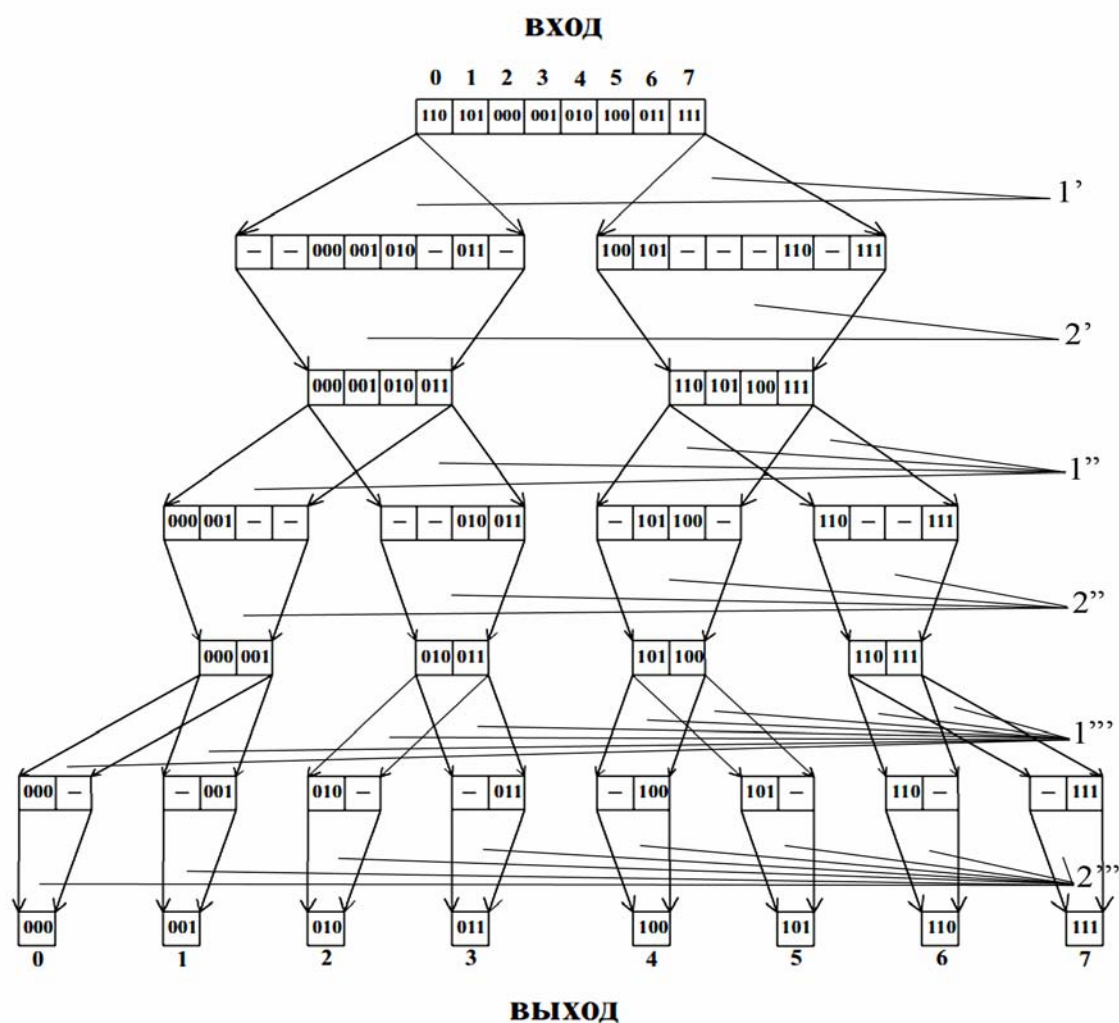


Рис. 1. Схема NxN коммутатора параллельного типа для 8 каналов

выполняются для последующих разрядов адресов, в результате чего на втором этапе $\{1'', 2''\}$ образуются 4 плеча по 2 сигнальных канала, а на третьем этапе $\{1''', 2'''\}$ – 8 плеч по 1 сигнальному каналу, приводящему световой сигнал к выбранному адресу.

3. ВОЗМОЖНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА РЕАЛИЗАЦИИ $N \times N$ КОММУТАТОРА ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ТИПА

Удвоение числа сразу всех каналов может легко выполняться с помощью оптического расщепителя, а разделение их по 0 и 1 – с помощью инверсного оптического фильтра. В качестве оптического расщепителя можно, например, использовать оптический куб (рис. 2), составленный из двух призм $\{1', 1''\}$. Пара линеек модуляторов $\{2', 2''\}$, одна из которых всегда является инвертором, т.е. задает не единичные, а нулевые разряды адресов, может быть выполнена на основе электрооптических кристаллов, например, ниобата лития. Включая те или иные модуляторы, можно избирательно пропускать свет, осуществляя тем самым адресацию сигналов.

Основной проблемой в реализации параллельного коммутатора по предложенному методу является операция параллельной сборки – уплотнения каналов во всех плечах одновременно за счет удаления пропусков, т.е. свободных от сигнала каналов. Такая операция должна выполняться на

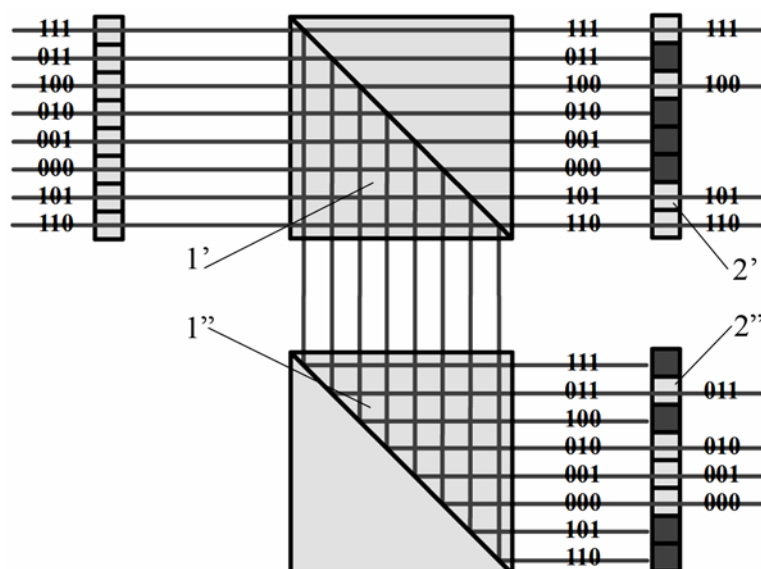


Рис. 2. Пример реализации операции удвоения информационных каналов с помощью оптических кубов

каждом этапе работы коммутатора и, по принципу, автоматически. Авто-рами были проанализированы все известные среды, осуществляющие перекачку оптической мощности из одного канала в другой, с точки зрения их возможного применения для сборки каналов в коммутаторе. Анализ и сравнение этих сред показали, что наиболее подходящими являются лишь две физические среды оптических волноводов. Во-первых, это встраиваемые в волноводы управляемые ячейки полного внутреннего отражения (ПВО) на электрооптических кристаллах или жидкостях [3], и во-вторых, это сами волноводы, выполненные из фоторефрактивного материала (ФВ) [4, 5] и управляемые оптическими сигналами. И те, и другие являются достаточно быстродействующими и простыми в исполнении.

Результаты моделирования операции сборки каналов с применением ячеек ПВО и с применением фоторефрактивного материала представлены в следующих разделах.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СБОРКИ И КОММУТАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ЯЧЕЕК ПВО

На рисунке 3 показана общая схема предлагаемого многоканального коммутатора с 8х8 каналами в А - исходном (каналы не скомутированы) и в Б - конечном состояниях (коммутация каналов завершена, и по ним распространяется информационный световой поток). Оптоэлектронный коммутатор содержит оптические затворы {3}, выполненные на основе модуляторов света, являющихся входными портами коммутатора; полупрозрачные кубы {1', 1'', 1'''}, составленные из двух призм; линейки модуляторов {2', 2'', 2'''}, используемые для адресации сигналов; управляемые ячейки ПВО {5', 5''}, встроенные в волноводы {4}. Для каждой комбинации световых пучков на входе компьютер подает различные, заранее запрограммированные комбинации управляющих сигналов на соответствующие ячейки ПВО {5', 5''}. При включении ПВО свет отражается под углом 90° в соседний волновод, а потом под таким же прямым углом поворачивает, чтобы продолжить своё распространение уже по другому волноводу. Указанным образом были удалены все «пустые» каналы, и на выходе первого каскада оставалось в двух плечах только по 4 (из 8) рядом расположенных сигнальных канала, а на выходе второго каскада в четырех плечах – только по 2 (из 4) рядом расположенных

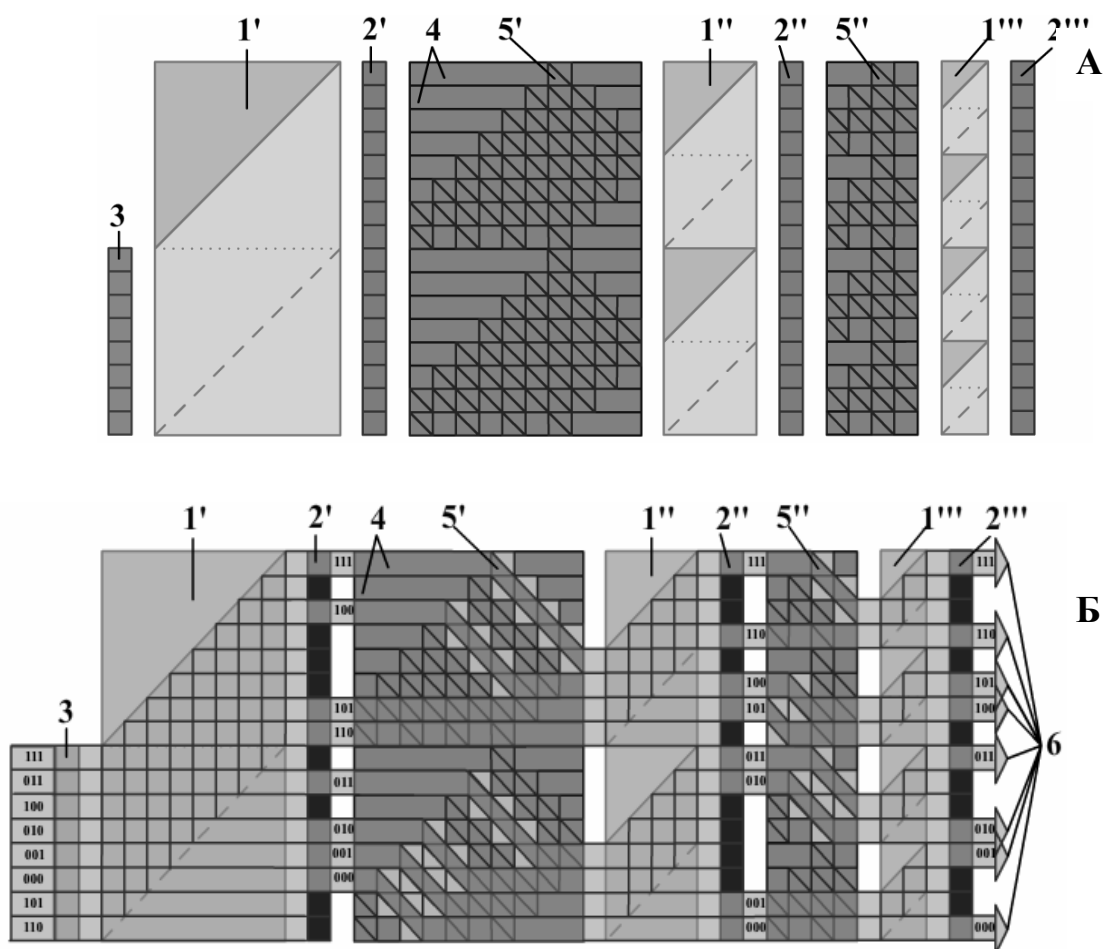


Рис. 3. Схема 8-канального коммутатора в исходном (А) и в конечном (Б) состоянии

сигнальных канала. Выходящие скоммутированные потоки обозначены на рисунке цифрой 6.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СБОРКИ И КОММУТАЦИИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Общая схема многоканального коммутатора с 8х8 каналами в рабочем состоянии (коммутация каналов завершена, и по ним распространяется информационный световой поток) представлена на рис. 4. Здесь коммутатор состоит из оптических затворов {1}, выполненных на основе модуляторов света, являющихся входными портами коммутатора; полупрозрачных кубов {2', 2'', 2'''}, составленных из двух призм; линеек модуляторов {3', 3'', 3'''}, используемых для адресации сигналов; фоторефрактивных волноводов {4', 4''}. На рисунке также показаны соединения фоторефрактивных волноводов {5', 5''}, где под действием оптических сигналов {8',

$8''$ } от ПВМС $\{6', 6''\}$ изменяется коэффициент преломления материала, вследствие чего информационный оптический поток переходит в соседний открытый волновод и распространяется по нему. Для каждой комбинации световых пучков на вход ПВМС подаются различные, заранее запрограммированные комбинации управляющих сигналов. Голографические оптические элементы (ГОЭ) $\{7', 7''\}$ нужны здесь для задания нужной конфигурации оптических сигналов, сформированных в ПВМС. Входящие и выходящие коммутируемые потоки обозначены на рисунке цифрами $\{9'\}$ и $\{9''\}$.

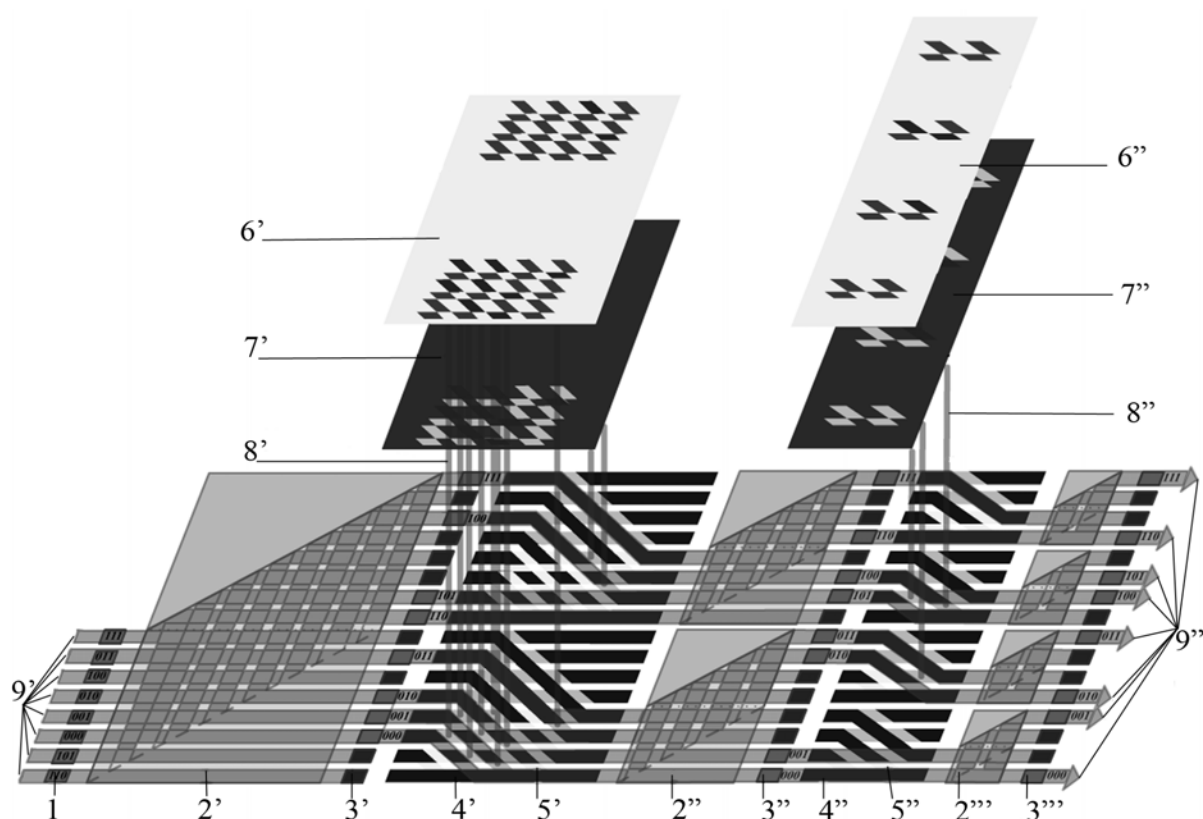


Рис. 4. Принципиальная схема многоканального коммутатора с применением эффекта фоторефракции (на примере 8-канального устройства), находящегося в рабочем состоянии

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод поразрядной параллельной коммутации $N \times N$ оптических каналов, отличающийся простотой и надежностью вследствие отсутствия пересечений каналов. Рассмотрены и промоделированы два варианта сборки (уплотнения) каналов – с встроенными в волноводы ячейками

ПВО и с фоторефрактивными волноводами, наилучшим образом решающие эту наиболее сложную для реализации коммутатора задачу.

Достоинством первого варианта реализации по сравнению со вторым является меньшее количество конструктивных элементов (отсутствуют ПВМС, проекционная оптика, ГОЭ или оптический фильтр), что облегчает конструктивное и технологическое воплощение коммутатора. С другой стороны, достоинством второго варианта является отсутствие общей электрической цепи управления и появление возможности, с помощью только что указанных конструктивных элементов, ввести в работу коммутатора дополнительные функции управления коммутируемыми каналами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Убайдуллаев Р.Р. Волоконно-оптические сети // М.:Издательство Эко-Трендз, 2000.
2. Компанец И.Н., Компанец С.И., Неевина Т.А. Способ коммутации $N \times N$ оптических каналов и устройство для его осуществления // Патент РФ №2456652, 2012.
3. Jeffrey D. Skinner, John S. McCormack. Optical switch // US Patent № 4828362, 1989.
4. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике // С-Пб.: Наука, 1992.
5. Севостьянов О.Г. Фоторефрактивный эффект в нестехиометричных кристаллах ниобата лития и оптических волноводах на их основе // Автореферат на соискание ученой степени к.ф.-м.н., 2006.

ПЕРЕПУТЫВАНИЕ В ДВУХФОТОННЫХ МОДЕЛЯХ ПРИ НАЛИЧИИ ШТАРКОВСКОГО СДВИГА

Ю.А. Никифорова

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: nikiforovay@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Исследовано влияние динамического штарковского сдвига на перепутывание состояний двух атомов, приготовленных в различных начальных перепутанных вернеровских состояниях, в модели Тависа-Каммингса с вырожденными двухфотонными переходами. Показано, что учет штарковского сдвига для некоторых начальных состояний системы может приводить к исчезновению эффекта мгновенной смерти перепутывания.

1. ВВЕДЕНИЕ

Основой квантовой информатики являются квантовые запутанные состояния [1]. При этом особое внимание уделяется исследованию различных механизмов, позволяющих контролировать степень перепутанности кубитов (атомных систем), поскольку возможность управлять квантовыми состояниями кубитов имеет особое практическое значение для физики квантовых вычислений. В реальных условиях квантовые перепутанные состояния разрушаются за счет взаимодействия квантовых атомных систем с окружением. При этом атомное перепутывание может также исчезать и возрождаться на временах, меньших времен релаксации системы. Такой эффект называется мгновенной смертью и рождением перепутывания. Детальный обзор теоретических работ, посвященных изучению механизмов контроля атомного перепутывания можно найти в книге [2]. В последнее время особое внимание уделяется теоретическим исследованиям возможности управления перепутанностью с помощью динамического эффекта Штарка. В работе [3] показано, что учет штарковский сдвига может приводить к увеличению степени атомного перепутывания. В работе [4] выявлено влияние штарковского сдвига как на мгновенную смерть перепутыва-

ния, так и на возникновение долгоживущих перепутанных состояний между кубитами, которые подготовлены первоначально в сепарабельных состояниях. Недавно в работе [5] исследовано влияние штарковского сдвига на динамику перепутывания в двухатомной вырожденной двухфотонной модели Тависа-Каммингса для перепутанных белловских начальных состояний атомов и резонаторного поля, приготовленного либо в вакуумном состоянии, либо в состоянии с одним фотоном. При этом авторы показали, что штарковский сдвиг может использоваться для управления, а для некоторых начальных состояний системы и для значительного увеличения степени атомного перепутывания.

В этой связи представляется интересным изучить влияние штарковского сдвига на динамику атомного перепутывания в модели, изученной в [5], для более широкого класса начальных перепутанных состояний исследуемой системы, а именно для вернеровских перепутанных состояний, поскольку именно такие атом-полевые перепутанные состояния рассматриваются в настоящее время как наиболее перспективные для передачи квантовой информации. Актуальность и практическая значимость такого исследования обусловлена тем, что мы можем получить новый механизм контроля степени атомного перепутывания кубитов. Возможность управления перепутыванием кубитов является одной из фундаментальных проблем физики квантовых вычислений.

2. МОДЕЛЬ И ЕЕ ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ

Рассмотрим систему, состоящую из двух идентичных двухуровневых атомов, взаимодействующих резонансно с модой электромагнитного поля в идеальном резонаторе посредством вырожденных двухфотонных переходов. Обозначим через $|+\rangle$ и $|-\rangle$ волновые функции возбужденного и основного состояния двухуровневого атома. Гамильтониан взаимодействия такой системы в приближении вращающейся волны может быть записан как [6]

$$H_I = \sum_{i=1}^2 \left[\hbar g (\sigma_i^+ a^2 + a^{+2} \sigma_i^-) + \hbar a^+ a (\beta_2 \sigma_i^+ \sigma_i^- + \beta_1 \sigma_i^- \sigma_i^+) \right].$$

Здесь индекс i нумерует атомы, $\sigma_i^- = |+\rangle\langle-|$, $\sigma_i^+ = |-\rangle\langle+|$ — повышающий и понижающий операторы в двухуровневых атомах, a^+ (a) — оператор рож-

дения (уничтожения) фотонов одномодового поля резонатора, g – константа атом-полевого взаимодействия. Параметры β_1 и β_2 описывают динамический штарковский сдвиг двух уровней каждого атома благодаря виртуальных переходам на промежуточный уровень.

Предположим, что атом-полевая система приготовлена в начальный момент времени в перепутанном состоянии вернеровского типа вида

$$|\Psi(0)\rangle = \alpha_+ |+, -; 0\rangle + \alpha_- |-, +; 0\rangle + \alpha |-, -; 2\rangle, \quad (1)$$

где $|n\rangle$ – одномодовое полеовое состояние с определенным числом фотонов и коэффициенты удовлетворяют условию нормировки $|\alpha_+|^2 + |\alpha_-|^2 + |\alpha|^2 = 1$.

Решая временное уравнение Шредингера в представлении взаимодействия, мы можем получить временную волновую функции полной системы

$$|\Psi(t)\rangle = X_+(t) |+, -; 0\rangle + X_-(t) |-, +; 0\rangle + X(t) |-, -; 2\rangle, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} X_{\pm}(t) = & \pm \frac{\alpha_+ - \alpha_-}{2} + \frac{1}{4(1 + \beta_1^2)} \left[e^{-2i\Omega_+ t} (1 + \beta_1 \Omega_-) + \right. \\ & \left. + e^{-2i\Omega_- t} (1 + \beta_1 \Omega_+) \right] (\alpha_+ + \alpha_-) - \frac{ie^{-2i\beta_1 t} \sin(2\sqrt{1 + \beta_1^2} t)}{\sqrt{2(1 + \beta_1^2)}} \alpha, \\ X(t) = & - \frac{ie^{-2i\beta_1 t} \sin(2\sqrt{1 + \beta_1^2} t)}{\sqrt{2(1 + \beta_1^2)}} (\alpha_+ + \alpha_-) + \\ & + e^{-2i\beta_1 t} \left[\cos(2\sqrt{1 + \beta_1^2} t) - \frac{i\beta_1}{\sqrt{1 + \beta_1^2}} \sin(2\sqrt{1 + \beta_1^2} t) \right] \alpha, \\ & \Omega_{\pm} = \beta_1 \pm \sqrt{1 + \beta_1^2}. \end{aligned}$$

Заметим, что для начального состояния вида (1) временная волновая функция (2) не зависит от параметра β_2 .

Информация о перепутывании состояний атомов содержится в редуцированной атомной матрице плотности $\rho_A(t)$, которая может быть полу-

чена при усреднении полной матрицы системы "атомы+поле"
 $\rho_{AF}(t) = |\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)|$ по переменным резонаторного поля

$$\rho_A(t) = \text{Tr}_F \rho_{AF}(t). \quad (3)$$

В двуатомном базисе $|+,+\rangle, |+,-\rangle, |-,+\rangle, |-, -\rangle$ редуцированная матрица плотности (3) может быть записана в виде

$$\rho_A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |X_+|^2 & X_+ X_-^* & 0 \\ 0 & X_- X_+^* & |X_-|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |X|^2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Используя редуцированную матрицу плотности (4), мы можем вычислить параметр атомного перепутывания -- согласованность. Для матрицы плотности вида (4) согласованность имеет простой аналитический вид

$$C = 2 \max\{0, |X X| \}. \quad (5)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1 показана временная зависимость параметра перепутывания (5) для различных начальных состояний системы вида (1) и различных значений параметра штарковского сдвига β_1 . Из рис. 1 а) видно, что для белловских начальных состояний наличие штарковского сдвига при любых значениях параметра β_1 приводит к стабилизации атомного перепутывания. Как видно из рис. 1 б) для вернеровских начальных перепутанных состояний системы ситуация несколько иная. В рассматриваемой модели зависимость согласованности от параметра штарковского сдвига β_1 носит немонотонный характер. Увеличение степени атомного перепутывания имеет место только для достаточно больших значений параметра β_1 .

Рассмотрим теперь другое начальное перепутанное состояние W -типа:

$$|\Psi(0)\rangle = \alpha_+ |+, -; 2\rangle + \alpha_- |-, +; 2\rangle + \alpha |+, +; 0\rangle. \quad (6)$$

В этом случае временная волновая функция системы может быть записана в виде

$$|\Psi(t)\rangle = X_1(t) |+, +; 0\rangle + X_2(t) |+, -; 2\rangle + X_3(t) |-, +; 2\rangle + X_4(t) |-, -; 4\rangle.$$

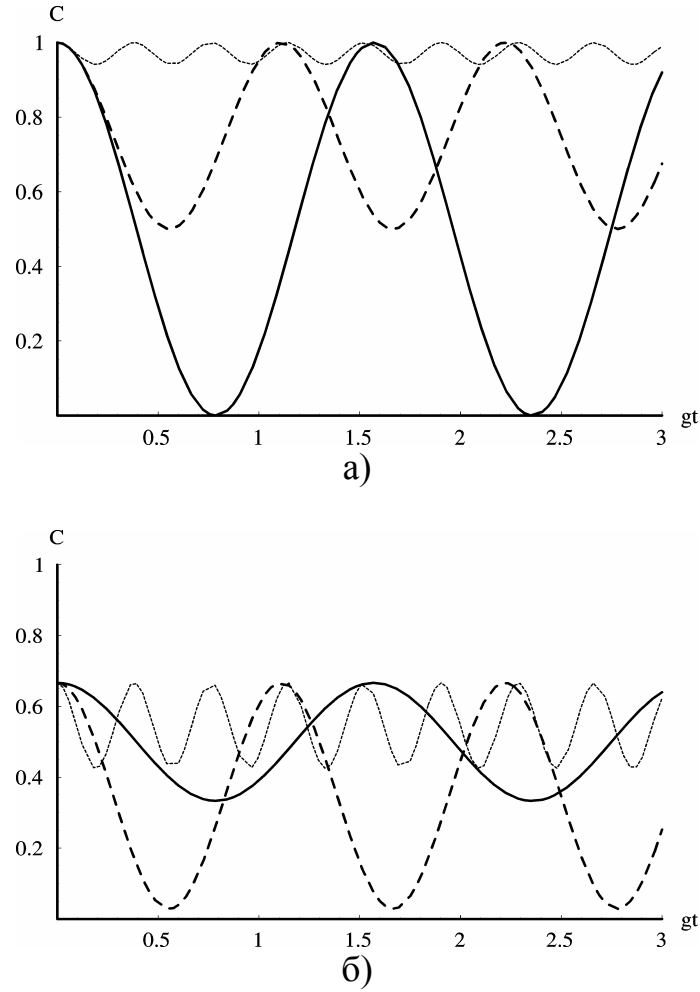


Рис.1. Временная зависимость параметра перепутывания C для системы с начальным состоянием вида (1) и значениями коэффициентов: $\alpha_+ = \alpha_- = 1/\sqrt{2}, \alpha = 0$ (а) и $\alpha_+ = \alpha_- = \alpha = \sqrt{1/3}$ (б). Параметр иттарковского сдвига $\beta_1 = 0$ (сплошные линии), $\beta_1/g = 1$ (штриховые линии) и $\beta_1/g = 4$ (точечные линии)

Явный вид коэффициентов X_i ($i = 1, 2, 3, 4$) не приведен в настоящей работе из-за их слишком громоздкого вида. В рассматриваемом случае редуцированная матрица плотности принимает вид

$$\rho_A = \begin{pmatrix} |X_1|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |X_2|^2 & X_2 X_3^* & 0 \\ 0 & X_3 X_2^* & |X_3|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |X_4|^2 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Параметр перепутывания, соответствующий атомной матрице плотности (7) дается выражением

$$C = 2 \max\{0, |X_2 X_3| - |X_1 X_4|\}. \quad (8)$$

На рис. 2 показана временная зависимость параметра перепутывания (8) для различных начальных состояний системы вида (6) и различных значений параметров β_1 и β_2 . В рассматриваемом случае без учета динамического штарковского сдвига имеет место мгновенная смерть атомного перепутывания. При этом для модели с достаточно большими значениями параметров штарковского сдвига эффект мгновенной смерти атомного перепутывания может быть полностью устранен. В частности, для начального перепутанного вернеровского состояния со значениями коэффициентов $\alpha_+ = \alpha_- = \alpha = 1/\sqrt{3}$ это условие имеет вид $\beta_1, \beta_2 \geq 3$.

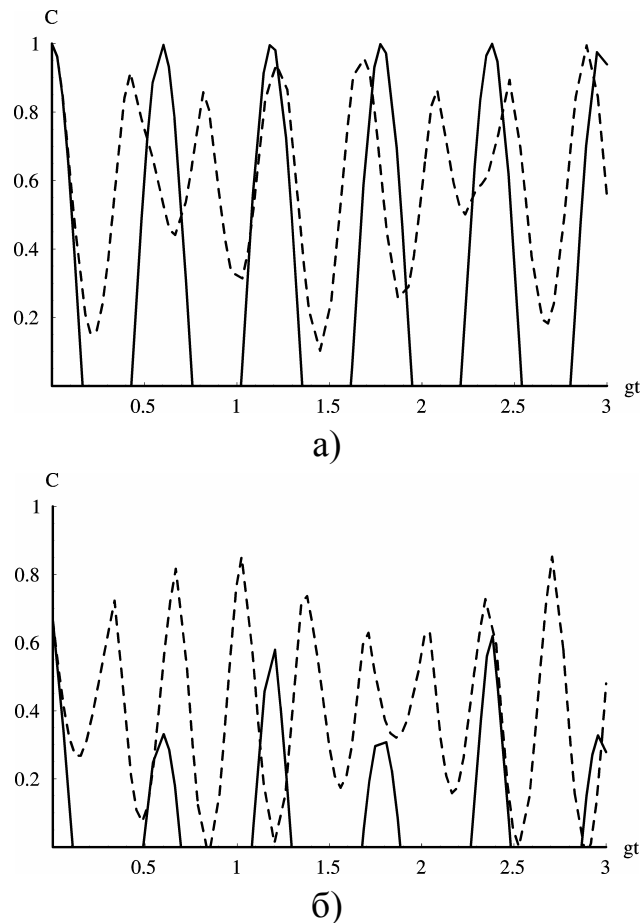


Рис. 2. Временная зависимость параметра перепутывания C для системы с начальным состоянием вида (5) и значениями коэффициентов: $\alpha_+ = \alpha_- = 1/\sqrt{2}, \alpha = 0$ (а) и $\alpha = \alpha_+ = \alpha_- = 1/\sqrt{3}$ (б). Параметры штарковского сдвига $\beta_1/g = \beta_2/g = 0$ (сплошная линия) и $\beta_1/g = \beta_2/g = 3$ (штриховая линия)

Таким образом, в настоящей работе нами исследована динамика атомного перепутывания в двухатомной модели Тависа-Каммингса с вырожденными двухфотонными переходами в случае начальных состояний вернеровского типа. При этом показано, что в зависимости от выбора начального состояния полной системы учет штарковского сдвига может привести как к увеличению, так и к уменьшению степени перепутывания состояний атомов. Для определенного типа начальных вернеровских состояний учет штарковского сдвига приводит к исчезновению эффекта мгновенной смерти перепутывания. В настоящее время отсутствуют эксперименты по измерению штарковского сдвига атомных уровней в одноатомных мазерах и лазерах (параметров β_1 и β_2), поэтому полученные в работе результаты по влиянию штарковского сдвига на перепутывание кубитов носят предсказательный характер.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены следующие основные результаты

1. Найдена точная динамика двухатомной двухфотонной модели Тависа-Каммингса для двух типов начальных вернеровских состояний атомов и поля.
2. Получены аналитические выражения для параметров перепутывания кубитов для каждого из рассмотренных начальных состояний.
3. Показаны возможности использования штарковского сдвига для контроля за степенью атомного перепутывания.
4. Предсказана возможность устранения эффекта мгновенной смерти перепутывания для определенных начальных состояний рассматриваемой системы и параметров модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nielsen M.A., Chuang I.L. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge: Cambridge University Press, 2000, 890 с.
2. Schumacker D., Westmoreland M.,D. Quantum Processes, Systems, and Information. New York: Oxford University Press, 2010, 469 p
3. Ghosh B., Majumadar A.S., Nayak N. Control of atomic entanglement by the dynamic Stark effect // J.Phys. B., 2008, V.41, 065503.

4. Abdel-Aty M., Moya-Cessa H. Sudden death and long-lived entanglement of two trapped ions // Phys. Lett. A., 2007, V. 369, P. 372-376.
5. Hu Y.H., Fang M.F. Control of entanglement between two atoms by the Stark shift // Chin. Phys. B., 2010, V.19, 070302.
6. Bashkirov E.K., Rusakova M.S. Entanglement for two-atom Tavis-Cummings model with degenerate two-photon transitions in the presence of the Stark shift // Optik, 2012, V.123, P. 1694-1699.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ АВИАЦИОННЫХ ДЕТАЛЕЙ

П.В. Павлов¹, А.Н. Малов², А.В. Ружников¹

¹Военный учебно-научный центр ВВС «Военно-воздушная академия
им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж)
(394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54а)

²Иркутский государственный медицинский университет
(664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, 1)
e-mail: pashok8208@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Рассматриваются результаты численного моделирования и экспериментального исследования применения метода спекл-структур оптического излучения с зондирующими спиральными пучками для дефектоскопического контроля поверхностей авиационных деталей. Дана оценка эффективности метода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Модернизация существующих и разработка перспективных авиационных комплексов вооружения позволила расширить их диапазон применения, что непосредственно сказалось на увеличении нагрузок на все агрегаты воздушного судна (ВС) в процессе эксплуатации. Эти обстоятельства требуют от предприятий промышленности, а в частности от учреждений, занимающихся выпуском устройств неразрушающего контроля (НК) разработок новых, высокоточных устройств НК, которые бы позволяли производить весь комплекс операций по дефектоскопическому контролю поверхностей авиационных деталей, узлов и агрегатов при подготовке авиационной техники к полетам на высоком технологическом уровне.

Анализ оптических методов дефектоскопического контроля показал, что самым оптимальным и легкорезализуемым, является метод спекл-структур оптического излучения (МССОИ) [1]. В связи с этим данный метод служит основой данного исследования.

При традиционном использовании МССОИ в качестве зондирующего лазерного излучения применяются «гладкие» волновые фронты – плоские

или сферические, при отражении и интерференции которых в плоскости регистрации формируются спекл-изображения, корреляционный анализ которых позволяет получить соответствующие статистические характеристики объекта. С целью получения большего объема данных о структуре объекта или для детализации формы рельефа целесообразно использовать зондирующие пучки со сложноструктурированными волновыми фронтами со спиральной фазовой поверхностью [2,3].

Ранее было рассмотрено применение спиральных пучков для дефектации поверхностной и подповерхностной структуры оптически полупрозрачных объектов [4], а так же для определения параметров шероховатости оптически непрозрачных поверхностей деталей [5] ВС, однако в данных работах не проводились исследования использования спиральных пучком для дефектации оптически-непрозрачных поверхностей деталей ВС и оценки эффективности их применения.

Поэтому, исследование метода спекл-структур оптического излучения с применением спиральных пучков излучения для дефектоскопического контроля элементов ВС является актуальным.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При выполнении численного моделирования спиральный пучок был представлен в виде выражения (1) [2]:

$$S(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [0, T]) = \exp\left(-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}\right) \int_0^T \exp\left(-\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t (\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)) d\tau\right) |\zeta'(t)| dt. \quad (1)$$

При оценке параметров контролируемой поверхности, представляющей собой трехмерную поверхность сложного вида, ее можно представить как фазовый объект, фаза которого соответствует высотам рельефа. Поэтому рассмотрим в качестве контролируемой поверхности синусоидальную фазовую решетку, имеющую функцию пропускания:

$$T_d(x, y, z) = \exp\left[j \frac{\tilde{m}}{2} \sin(2\pi f_0 x)\right], \quad (2)$$

где $\tilde{m} = 2\pi R_a / \lambda$ – коэффициент модуляции (очевидно, что $\tilde{m}$ непосредственно зависит от величины среднеарифметического отклонения от средней линии профиля R_a); λ – длина волны излучения; f_0 – период решетки.

Если на поверхности исследуемого образца находится объемный дефект в виде параллелепипеда с параметрами (a, b, c) с координатами места нахождения в точке (x_d, y_d, z_d) , то функция пропускания будет иметь следующий вид:

$$T_d(x, y, z) \approx \text{rect}\left(\frac{x - x_d}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{y - y_d}{b}\right) \text{rect}\left(\frac{z - z_d}{c}\right). \quad (3)$$

Тогда общая функция пропускания контролируемого объекта будет равна:

$$T = T_d \times T_d. \quad (4)$$

Оценка параметров контролируемой поверхности при использовании МССОИ и спиральных пучков осуществлялась по определению нормированной автокорреляционной функции распределения интенсивности поля в плоскости наблюдения – по ее радиусу корреляции $\rho(\Delta x)$ (3):

$$\rho(\Delta x) = \frac{\overline{[I(x) - \bar{I}][I(x + \Delta x) - \bar{I}]}}{\overline{[I(x) - \bar{I}]^2}} \quad (5)$$

где $\bar{I}$ – средняя интенсивность спекл-картины; $\bar{I}(x)$ – распределение интенсивности спекл-картины по оси x ; $\bar{I}(x + \Delta x)$ – распределение интенсивности спекл-картины при смещении по оси x на величину $\Delta x = 1$ пиксель.

При проведении численных исследований была выявлена важная особенность, характеризующая зависимость ширины нормированной функции автокорреляции распределения интенсивности поля спирального пучка в плоскости регистрации (рис. 1) от величины и размеров дефекта, расположенного на контролируемой поверхности: если параметры дефекта (a, b, c)

увеличиваются, то ширина нормированной функции автокорреляции уменьшается и наоборот (рис. 2 а,б).

Для наглядности полученных результатов численного моделирования рассчитаем характеристику величины интервала корреляции регистрируемых спекл-картин от параметров дефекта, воспользовавшись выражением (4). Тогда результирующие характеристики примут вид (рис. 2б).

$$r_{кор} = \int_0^{\infty} \rho(\Delta x) d\Delta x. \quad (6)$$

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ

Для формирования спиральных пучков лазерного излучения использовался фазовый ДОЭ. Схема экспериментальной установки, на которой был реализован процесс зондирования исследуемого объекта, представлена на рисунке 3.



Рис. 1. Распределение интенсивности поля спирального пучка в плоскости регистрации

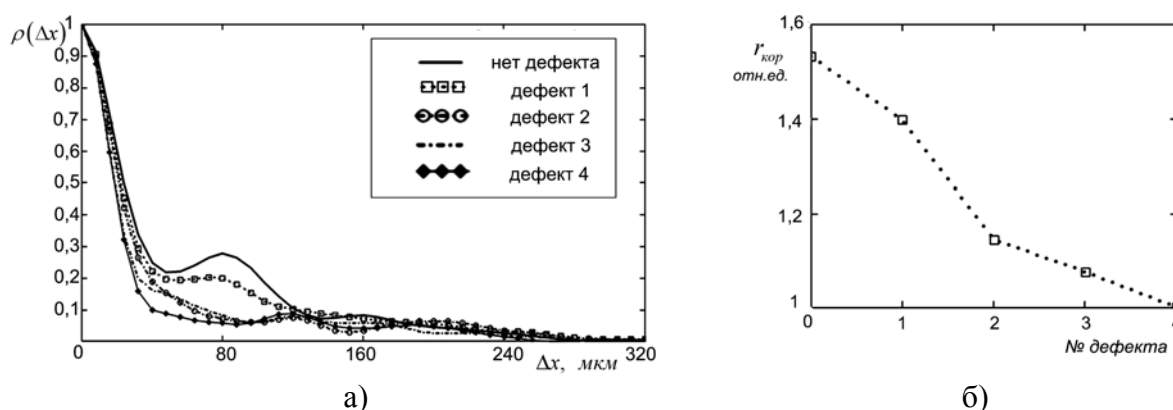


Рис. 2. Результаты моделирования: а) – характеристика зависимости нормированной функции автокорреляции спекл-картин от параметров дефекта расположенного на контролируемой поверхности; б) – характеристика зависимости интервала корреляции спекл-картин от параметров дефекта при условии: $a_1 b_1 c_1 < a_2 b_2 c_2 < a_3 b_3 c_3 < a_4 b_4 c_4$

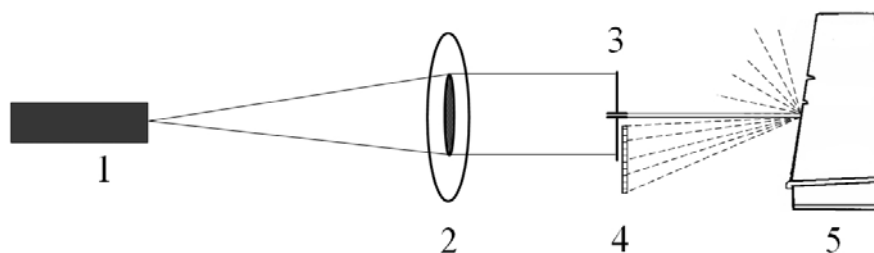


Рис. 3. Схема установки, используемой в эксперименте: 1 – лазер SLM-417; 2 – ДОЭ; 3 – диафрагма; 4 – цифровая камера SDU-415; 5 – лопатка АД

В качестве источника когерентного излучения применялся твердотельный одномодовый лазер с диодной накачкой SLM-417 с длиной волны $\lambda=532$ нм и мощностью 20 мВт. Регистрирующим элементом выступала цифровая камера SDU-415 с разрешением $640 \times 480 \text{ pixels}$. В качестве объекта исследования была выбрана лопатка авиационного двигателя, на входной кромке которой имелись две забоины (дефекты) с соответствующими параметрами: 1 – (ширина 0,5 мм; глубина 0,8 мм), 2 – (ширина 0,8 мм; глубина 1 мм).

В ходе работы входная кромка лопатки авиационного двигателя подвергалась зондированию сначала плоским волновым фронтом, затем спиральным, часть рассеянного излучения фиксировалась ПЗС-матрицей цифровой камеры и передавалась в виде цифрового изображения на компьютер, где оно записывалось в виде матрицы действительных значений интенсивности (спекл-картин), далее проводилась корреляционная обработка регистрируемых спекл-картин.

В результате корреляционной обработки определялась нормированная функция автокорреляции спекл-картин. Результаты вычислений представлены на рис. 4.

В ходе эксперимента было установлено, что величина функции автокорреляции (радиус корреляции) спекл-картины напрямую зависит от размеров дефектов находящихся на поверхности кромки лопатки АД: чем больше глубина и ширина повреждения, тем уже функция автокорреляции и наоборот.

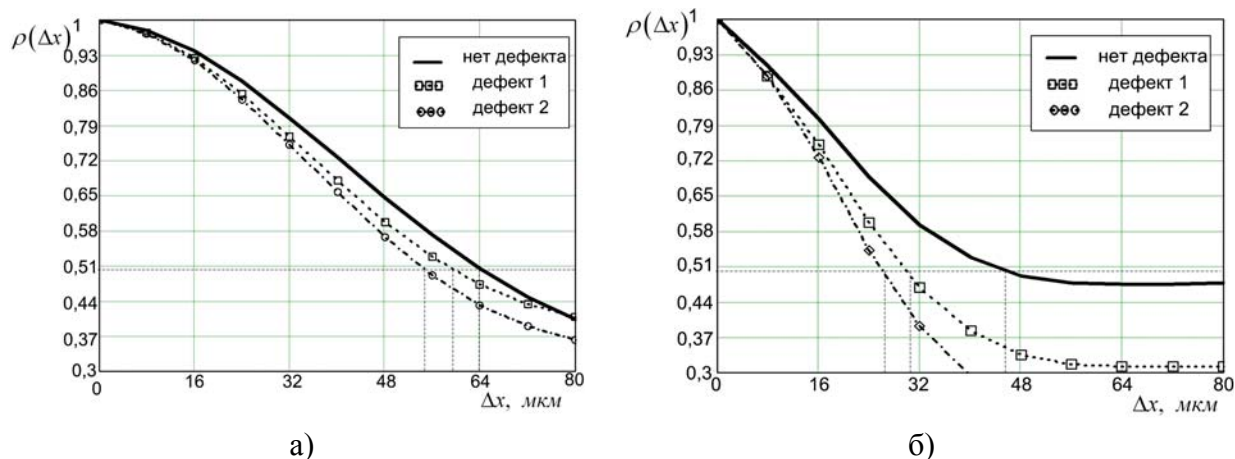


Рис. 4. Результаты корреляционного анализа: зависимость нормированной функции автокорреляции спекл-картин, зарегистрированных при зондировании кромки лопатки АД а) – плоским и б) – спиральным волновым фронтом лазерного излучения

Определение эффективности использования спирального волнового фронта по отношению к плоскому, в данном случае, осуществлялось по методике определения чувствительности диагностической системы. Видно, что чем больше разница между нормированными функциями автокорреляции спекл-картины, полученными от неповрежденной и дефектной поверхности, тем чувствительность системы выше, следовательно, вероятность обнаружения дефектов с наименьшими параметрами возрастает.

Результаты, полученные в ходе эксперимента (рис. 5.), подтверждают гипотезу о повышении эффективности системы дефектации кромки лопатки АД при использовании в методе спекл-структур оптического излучения спирального зондирующего волнового фронта, а именно, на участках с забои-

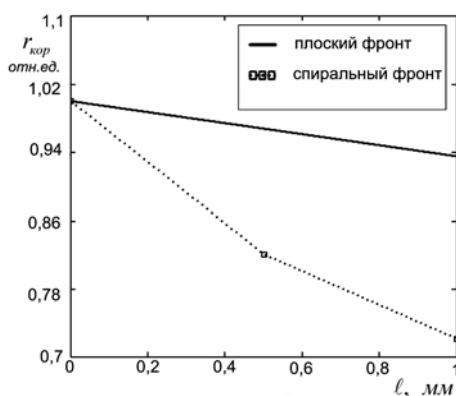


Рис. 5. График зависимости интервала корреляции регистрируемых спекл-картин в процессе определения параметров шероховатости при зондировании плоским и спиральным волновым фронтом излучения

нами, превышающими глубину $\ell > 0,7$ мм (критические), наблюдается увеличение чувствительности системы примерно на 60% по отношению к системе с использованием плоского волнового фронта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, применение в качестве зондирующего спирального волнового фронта в МССОИ для оценки параметров поверхности лопаток авиационного двигателя достаточно эффективно, что подтверждается результатами, полученными в ходе экспериментального исследования. Это позволяет приступить к разработке портативных, мобильных устройств, позволяющих производить весь комплекс операций по неразрушающему контролю деталей авиационной техники на высоком технологическом уровне, предусмотренной нормативной документацией промышленности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.В. Котляра за помощь в подготовке проведения работ по выполнению экспериментальной части исследования и Н.В. Петрова за помощь в подготовке проведения работ по выполнению численного моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ Р 53696-2009 Контроль неразрушающий. Методы оптические. Термины и определения. – М.: Стандартинформ, 2010. – 7 с.
2. Абрамочкин Е.Г. Современная оптика гауссовых пучков / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. – М.: Физматлит, 2010. – 184 с.
3. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А.Сойфера. М., Физматлит, 2007. – 737 с.
4. Павлов П.В. Спекл-диагностика с использованием спиральных и сингулярных зондирующих пучков / П.В. Павлов., И.Э. Вольф, А.Н. Бородин // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. т. 11, № 3. – Самара: СНЦ РАН, 2009. – С. 53 – 56.
5. Павлов П.В. Метод определения параметров шероховатости поверхности оптически-непрозрачных деталей воздушного судна при зондировании спиральными пучками излучения / П.В. Павлов, А.Н. Малов, Н.В. Петров, А.В. Ружников // Сборник научных трудов IX Самарского конкурса конференции научных трудов молодых ученых по оптике и лазерной физике. – Самара: ФИАН им. Лебедева, 2011. – С. 138 – 144.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАКЛОННОГО ПАДЕНИЯ СВЕТА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ДЕФЛЕКТОРОВ

В.Д. Паранин

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: vparanin@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Исследовано наклонное падение оптического излучения в электрооптических дифракционных дефлекторах. Приведены расчеты фазовых функций и указано на искажение их формы по сравнению с нормальным падением. Предложен метод компенсаций искажений за счет использования двух электрооптических кристаллов. На основе развитого подхода продемонстрировано сохранение формы фазовой функции при углах падения до 70-80°. Отмечено увеличение углов отклонения при снижении управляющих напряжений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрооптические дефлекторы дифракционного типа [1,2] предназначены для одно- или двумерного отклонения оптического излучения. Области применения дефлекторов является атмосферная оптическая связь, бортовые комплексы управления полетом летательных аппаратов, системы зондирования состава и состояния атмосферы.

Отклонение излучения в большинстве случаев осуществляется за счет формирования периодической фазовой функции квазитреугольного вида. Для этого применяют несколько управляющих электродов с различными потенциалами, расположенными на поверхности электрооптического материала. На основе поперечного электрического поля создается набор прямоугольных фазовых функций, образующих квазитреугольную.

Недостатком известного подхода являются малые углы отклонения оптического излучения. Действительно, при увеличении разности потен-

циалов ΔU_i между соседними электродами происходит дискретное смещение нулевого максимума в угловые положения:

$$\alpha_{+i} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{d} \frac{i}{N} + \sin(\beta)\right) = \arcsin\left(\frac{\lambda}{d} \frac{\Delta U_i}{U_\pi} + \sin(\beta)\right), U_i = U_\pi / i, \quad (1)$$

$$\alpha_{-i} = \arcsin\left(-\frac{\lambda}{d} \frac{i}{N} + \sin(\beta)\right) = \arcsin\left(-\frac{\lambda}{d} \frac{\Delta U_i}{U_\pi} + \sin(\beta)\right), U_i = U_\pi / i,$$

где d – период квазитреугольной фазовой функции, мкм; λ – длина волны оптического излучения, мкм; i – число позиций отклонения (целое число из множества $1, 2, \dots, N_{gr}$) в пределах 0-го и 1-го максимумов; N_{gr} – число градаций прямоугольных фазовых функций, образующих треугольную фазовую функцию; U_π – полуволновое напряжение, при котором осуществляется отклонение нулевого максимума в направление +1 или -1 дифракционного максимума.

Из формулы (1) следует, что увеличение числа градаций N_{gr} пропорционально увеличивает число позиций отклонения дефлектора i . Однако при этом уменьшается максимальный угол отклонения α_{max} и промежуточные углы α_i , поскольку возрастает период $d = N_{gr}d_0$. Например, для случая $d_0 = 10$ мкм, $N_{gr} = 3$, $\lambda = 0,633$ мкм угол отклонения в первый дифракционный максимум $\alpha_{max} = 1,21^\circ$. Столь малые углы отклонения ограничивают применение электрооптических дефлекторов дифракционного типа. Известные методы повышения углов отклонения сводятся к использованию каскадного соединения дефлекторов [3] или нескольких решеток управляющих электродов [4], применению материалов сложного состава [5].

Целью настоящей работы является анализ возможностей повышения углов отклонения за счет использования наклонного падения.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Увеличение углов отклонения предлагается осуществить за счет уменьшения периода фазовой функции d при наклонном падении света. Снижение периода также дает возможность использовать больше градаций фазы N_{gr} , увеличив число позиций отклонения i . Вместе с тем, переход от нормального падения к наклонному приводит к изменению вида фазовой функции и диаграммы направленности. Это изменение будет сопровождаться искажением диаграммы направленности, т.е. появлением побочных

дифракционных максимумов. Поэтому необходим анализ изменения фазовой функции и компенсация искажений диаграммы направленности.

В данной работе рассматривается класс эффективных электрооптических кристаллов 4mm [6]. Рассмотрим возможные сочетания управляющих электрических полей и ориентаций кристаллов.

1) у-срез кристалла с ориентацией z-оси перпендикулярно управляющим электродам и наклонным падением в ху-плоскости.

Показатель преломления оптического излучения, поляризованного в ху-плоскости, будет равен:

$$n_{xy} = \frac{n_0}{\sqrt{1 + r_{13}n_0^2 E_z}} \approx n_0 - \frac{1}{2}r_{13}n_0^3 E_z. \quad (2)$$

Для z-поляризованного излучения коэффициент преломления также не зависит от угла падения и равен $n_z \approx n_e - 0,5n_e^3 r_{33} E_z$. Таким образом, для z-и ху-поляризованного излучения используется наклонное падение с целью увеличения длины пути излучения в электрическом поле $\sim 1/\cos(\beta)$. Тем самым достигается уменьшение управляющего напряжения ΔU_i или увеличение углов отклонения α_i . Случай х-среза с ориентацией z-оси перпендикулярно управляющим электродам и наклонным падением в ху-плоскости идентичен рассмотренному при замене n_{yx} на n_{xy} .

2) у-срез кристалла с ориентацией z-оси перпендикулярно управляющим электродам и наклонным падением в уz-плоскости.

Показатель преломления оптического излучения, поляризованного в уz-плоскости, будет иметь вид:

$$n_{yz} = \frac{n_0 n_e}{\cos(\beta) \sqrt{tg^2(\beta) n_e^2 + tg^2(\beta) n_0^2 n_e^2 r_{13} E_z + n_0^2 + n_0^2 n_e^2 r_{33} E_z + 2tg(\beta) n_0^2 n_e^2 r_{51} E_y}}. \quad (3)$$

Для случая х-поляризованного излучения показатель преломления не зависит от угла падения и равен $n_x \approx n_0 - 0,5n_0^3 r_{13} E_z$. На показатель преломления при $\beta=0^\circ$ влияет поле E_z с коэффициентом r_{33} , при $\beta \rightarrow 90^\circ$ - поле E_y с коэффициентом r_{13} м/В. Для остальных случаев $0^\circ < \beta < 90^\circ$ показатель преломления изменяется полями E_z и E_y с коэффициентами r_{13} , r_{33} , r_{51} с учетом угла падения β . Случай х-среза кристалла класса 4mm с ориентацией z-оси перпендикулярно электродам и наклонным падением излучения в хz-плоскости идентичен рассмотренному.

3) z-срез кристалла с ориентацией у-оси перпендикулярно управляющим электродам и наклонным падением в yz-плоскости.

Показатель преломления оптического излучения, поляризованного в yz-плоскости, равен:

$$n_{yz} = \frac{n_0 n_e}{\cos(\beta) \sqrt{tg^2(\beta) n_0^2 + n_0^2 n_e^2 r_{13} E_z + n_e^2 + tg^2(\beta) n_0^2 n_e^2 r_{33} E_z + 2tg(\beta) n_0^2 n_e^2 r_{51} E_y}} \quad (4)$$

Согласно (4) при $\beta=0^\circ$ показатель преломления $n_{yz}=n_0$, а при $\beta \rightarrow 90^\circ$ $n_{yz} \rightarrow n_e$, что подтверждает верность вывода формулы. Для случая х-поляризованного излучения показатель преломления не зависит от угла падения и равен $n_x \approx n_0 - 0,5 n_0^3 r_{13} E_z$. Отличием от предыдущего случая является использование поля E_z вдоль оси z кристалла в качестве продольного, а E_y – в роли поперечного. Результатом этого будут различные фазовые функции дефлектора при одинаковых углах падения излучения β .

Для всех изложенных случаев характерна неизменность рассмотренных состояний поляризации излучения. Это обусловлено характером полевой деформацией эллипсоида показателей преломления только в плоскости zy ($E_x=0$). Следовательно, во всех случаях возможно создание дифракционного дефлектора без неуправляемой шумовой подсветки.

Рассмотрим изменение вида фазовой функции, обусловленные наклонным падением и неоднородным электрическим полем. Для моделирования изменения показателя преломления использовались формулы (3), (4). Расчет распределения электрического поля производился в программе FlexPDE. При расчетах устанавливалась относительная погрешность вычисления поля потенциалов 10^{-4} . Толщина кристалла составляла $H=20$ мкм, ширина зазоров и электродов $a=b=5$ мкм, расстояние от кристалла до границ области расчета равнялось 100 мкм. На рисунке 1 приведены расчетные фазовые функции для у-среза ниобата бария стронция при наклонном падении излучения, поляризованного в yz-плоскости. Случай $\beta=0^\circ$ соответствует z-поляризованному излучению, $\beta=90^\circ$ - у-поляризованному. Расположение электродов определяется координатами $-5..0$, $5..10$, $15..20$, $25..30$ мкм, распределение потенциалов электродов имеет вид ΔU_i , 0 , 0 , ΔU_i .

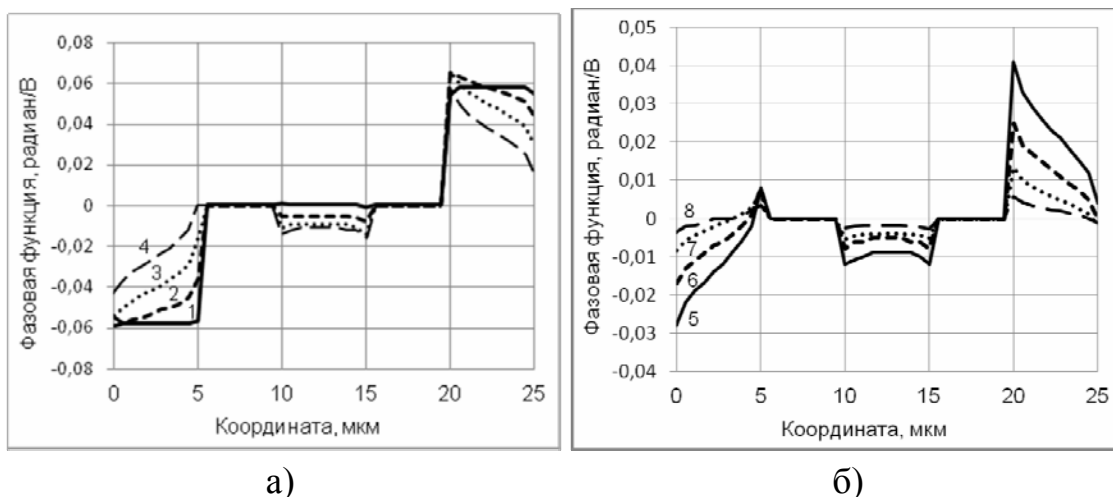


Рис. 1. Нескомпенсированные фазовые функции y -среза ниобата бария стронция с толщиной электродов $h=0,5$ мкм при различных углах падения: 1 – $\beta=0^\circ$, 2 – $\beta=\pi/16$, 3 – $\beta=2\pi/16$, 4 – $\beta=3\pi/16$, 5 – $\beta=4\pi/16$, 6 – $\beta=5\pi/16$, 7 – $\beta=6\pi/16$, 8 – $\beta=7\pi/16$

Из расчетных данных рисунка 1 следует, что при увеличении угла падения эффективность изменения полем показателя преломления падает. Компенсация данного искажения возможна использованием второго электрооптического кристалла, прижимаемого с другой стороны к управляющим электродам первого кристалла. Тем самым встречно-направленные фазовые функции кристаллов, формируемые полем E_z , суммируются и выравнивают наклон фазовой функции в межэлектродном зазоре (рисунок 2). При этом необходимо уменьшение толщины электродов, для наилучшего пространственного совпадения компенсирующих фазовых функций.

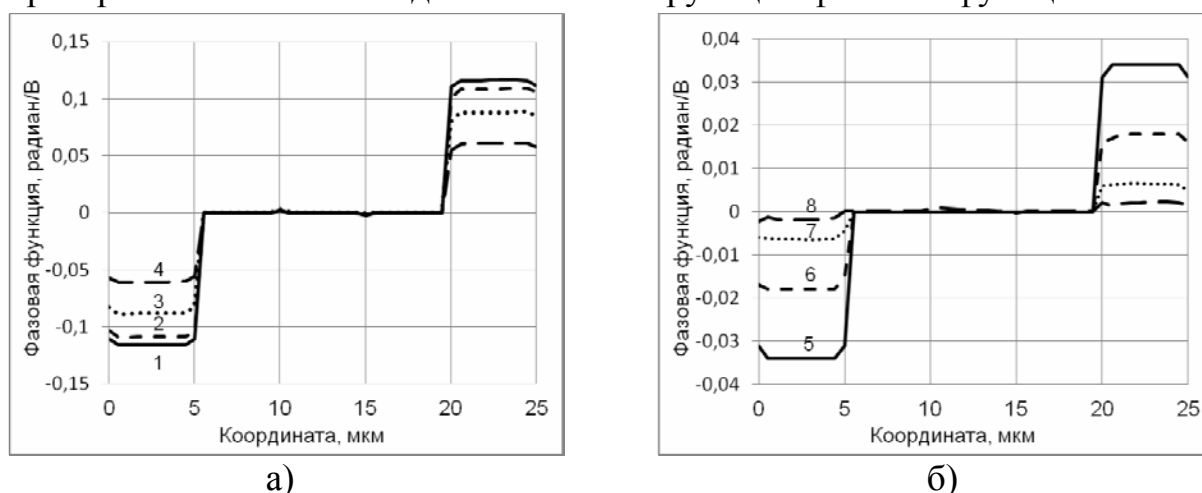


Рис. 2. Компенсированные фазовые функции y -среза ниобата бария стронция с толщиной электродов $h=0,1$ мкм при различных углах падения: 1 – $\beta=0^\circ$, 2 – $\beta=\pi/16$, 3 – $\beta=2\pi/16$, 4 – $\beta=3\pi/16$, 5 – $\beta=4\pi/16$, 6 – $\beta=5\pi/16$, 7 – $\beta=6\pi/16$, 8 – $\beta=7\pi/16$.

Из данных рисунка 2 следует, что возможна эффективная компенсация неоднородности электрического поля E_z и фазовой функции путем использования второго электрооптического кристалла. Уменьшение толщины электродов до $h=0,1$ мкм позволяет обеспечить равномерность фазовой функции для значительных углов падения $\beta=70..80^\circ$.

На рисунке 3 приведены расчетные фазовые функции для z- ниобата бария стронция при наклонном падении излучения, поляризованного в yz-плоскости. Случай $\beta=0^\circ$ соответствует y-поляризованному излучению, $\beta=90^\circ$ - z-поляризованному.

Из данных рисунка 3 следует, что при увеличении угла падения эффективность изменения показателя преломления полем E_z повышается. Это происходит благодаря задействованию большого электрооптического коэффициента $r_{33}\sim 10^{-9}$ м/В с ростом β . При уменьшении толщины электродов h до 0,1 мкм обеспечивается равномерность фазовой функции при больших углах падения $\beta=70..80^\circ$. Примечательно, что возможности компенсации фазовой функции сохраняются и для случая поля, ориентированного вертикально в межэлектродном зазоре. Это позволяет создавать дефлекторы с низким управляющим напряжением и увеличенными углами отклонения. Как показывают расчеты, для z-среза кристалла $Ba_{0,25}Sr_{0,75}Nb_2O_6$ и светового пучка, поляризованного в yz-плоскости, при углах падения $\beta=6\pi/16..7\pi/16$ ($67,5..78,8^\circ$), $\lambda=0,633$ мкм, $a=b=5$ мкм и тремя уровнями квантования фазы углы отклонения увеличиваются в 1,7...6 раз

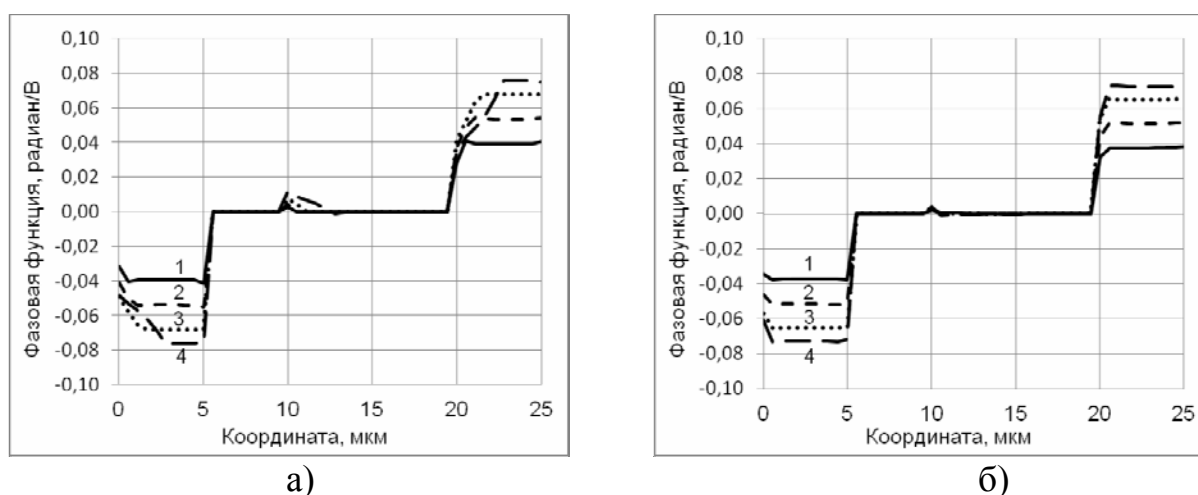


Рис. 3. Компенсированные фазовые функции z-среза ниобата бария стронция: а) толщина электродов $h=0,5$ мкм; б) толщина электродов $h=0,1$ мкм: 1 - $\beta=4\pi/16$, 2 - $\beta=5\pi/16$, 3 - $\beta=6\pi/16$, 4 - $\beta=7\pi/16$

по сравнению с нормальным падением светового пучка и при одинаковых потенциалах управляющих электродов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано наклонное падение оптического излучения в электрооптических дефлекторах дифракционного типа. Приведены расчеты фазовых функций и указано на искажение их формы по сравнению с нормальным падением. Предложен метод компенсаций искажений за счет использования двух электрооптических кристаллов. На основе развитого подхода продемонстрировано сохранение формы фазовой функции и вида диаграммы направленности дефлектора при углах падения до 70-80°. Отмечено увеличение углов отклонения при снижении управляющих напряжений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта «Молодой ученый СГАУ», контракт № СО 2012 - 020, гранта Института международного образования, контракт № YF 12-03с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пат. 5093747 США, МПК⁵ H01Q 1 19/06, Method for providing beam steering in a subaperture-addressed optical beam steerer / Terry A. Dorschner; заявитель и патентообладатель Raytheon Company, № 662090, заявл. 28.12.1991; опубл. 3.03.1992.
2. L.DeSandre, M.Gruneisen. *Phased array diffractive wavefront control system for continual agile beam steering and tracking* // Proceedings of SPIE, 2004, vol. 5553, pp.83-99.
3. J.A.Thomas, Y.Fainman. *Optimal cascade operation of optical phased array beam deflectors* // Applied optics, 1998, vol.37, №10, pp.6196-6212.
4. Пат. 7411724 B2 США, МПК⁷ G02F 1/00, Electro-optic crystal, diffraction-based, beam-steering element / J.M.Cicchiello, C.J.Harkrider, K.E.Kreischer, D.A.Gallagher; заявитель и патентообладатель Northrop Grumman corporation, № 11/005124 заявл. 6.12.2004; опубл. 8.06.2008.
5. Y.Qing. *Experimental investigation of optical beam deflection based on PLZT electro-optic ceramic* // Optics Express, 2007, vol.16, №25, pp.16933-16943.
6. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах: пер. с англ. М.: Мир, 1987. – 616 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПЛЕНОК МОЛИБДЕНА ДЛЯ СТРУКТУРИРОВАНИЯ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ ПО ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ

С.Д. Полетаев

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: sergpolet@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе нами рассмотрено формирование структур субмикронного размера на подложках из плавленого кварца при помощи метода лазерной термохимической записи с последующим ионно-реактивным травлением в индуктивно связанной плазме. В качестве масок использовались пленки молибдена толщиной 30-40 нм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменное или “сухое” травление позволяет изготовить профиль в любом материале с характеристиками, недостижимыми для обычного жидкостного травления. Это обусловлено возможностями анизотропного режима травления материала, высокой управляемостью и стабильностью технологических процессов при “сухом” травлении [1]. Плазменное травление применяется для решения широкого класса задач по формированию рельефа в области микроэлектроники и дифракционной оптики. Сюда относятся оптоэлектроника, СВЧ технология, микроэлектромеханические устройства (MEMS), капиллярные чипы, дифракционные решетки и датчики различных типов [2]. Для всех этих целей наиболее распространенным является травление с источником индуктивно связанной плазмы (ICP).

Важным вопросом в технологии плазменного травления является применение стойких маскирующих слоев, способных обеспечить необходимую селективность процесса по отношению к материалу подложки. Кроме этого, для производства дифракционных решеток, работающих в ультрафио-

летовом диапазоне длин волн, необходим размер структур менее 0,6 мкм. В этом отношении для формирования топологии элемента перспективной является технология лазерной термохимической записи на тонких пленках хрома [3]. Главным ее недостатком в стандартном исполнении является то, что она обеспечивает размер элемента не менее 0,7 - 0,8 мкм для длины волны записывающего устройства 488 нм. Поэтому существует проблема, заключающаяся в преодолении этого барьера. В литературе для этого предлагаются различные способы. Например, в работе [4] была достигнута ширина линии 0,5 мкм за счет снижения толщины пленок хрома, нанесенных термическим испарением. В патенте [5] была достигнута ширина линии 0,4 мкм за счет применения тонких пленок титана.

В настоящей работе исследуются маскирующие слои молибдена на предмет возможности достижения размера линии, сравнимого с дифракционным пределом в половину длины волны (0,25 мкм) при лазерной записи. Одной из проблем в этом направлении является отсутствие экспериментальных работ, посвященных исследованию разрешающей способности маскирующих слоев молибдена. В работе [6] при непосредственном воздействии пикосекундного лазерного излучения с длиной волны 1064 нм на молибденовые слои толщиной 400 нм наблюдалась абляция пленки в точке контакта с лучом. Однако, в [6] не рассматривался вопрос о разрешающей способности пленок молибдена. Другая проблема заключается в отсутствии теоретической базы, описывающей процессы, происходящие при взаимодействии молибдена с лазерным лучом. Наша работа фокусируется на технологическом аспекте формирования бинарных решеток с высоким разрешением. Были получены структуры с размером элемента 0,25-0,3 мкм и глубиной, превышающей 100 нм.

2. МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

На оптически гладкие подложки кварца (марка КВ) размером 50×50×3 мм магнетронным способом наносились пленки молибдена толщиной около 35 нм. Затем подложки структурировались на станции лазерной записи CLWS-200 [3]. Длина волны лазерного излучения – 488 нм. Диаметр лазерного луча в фокальной плоскости - 0,8 мкм. На пленках молибдена формировалась топология элемента в виде кольцевых структур с периодом 3 мкм. Мощность лазерного луча уменьшалась от 100 мВт к 0 с шагом

0,5% для каждого кольца. Формирование рельефа проводилось на установке ионно-реактивного травления в индуктивно связанной плазме “Каролина PE15” [7]. Подложки размещались на дюралюминиевом столике. ВЧ сигнал от генератора подавался на индуктор, расположенный внутри рабочей камеры. Вакуум в рабочей камере создавался турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 800 л/с. После травления пленки молибдена удалялись в растворе гидроксида натрия.

Измерения параметров микрорельефа проводились на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) Solver-pro и сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Supra 25 фирмы Karl Zeiss.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1а изображен СЗМ профиль рельефа в молибденовой пленке. Высота рельефа равна толщине пленки и составляет около 35 нм. Ширина линии 275 нм. Полученный результат для ширины линии подтверждается СЭМ снимком поверхности подложки с пленкой молибдена перед плазменным травлением (рисунок 1б). Изображение получено в области образца, где энергия воздействия лазерного луча была приблизительно $2,5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Ширина линии - 253 нм. Вокруг линий видны более светлые участки, характеризующиеся выбросом материала, возникающим в процессе воздействия лазерного луча.

На рисунке 2 изображен СЗМ профиль рельефа, сформированного плазменным травлением. Высота рельефа 120 нм. Ширина линии 294 нм.

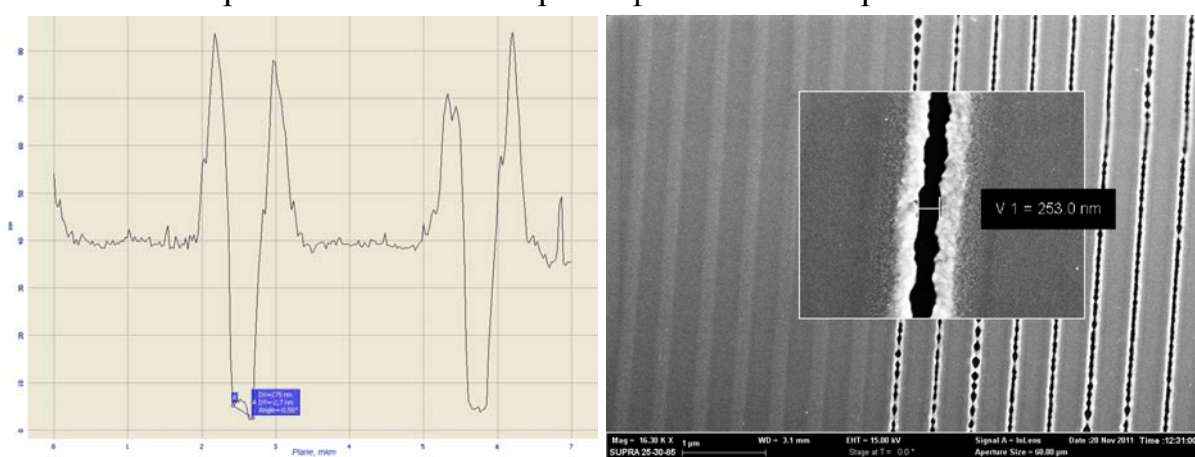


Рис. 1. СЗМ снимок рельефа, сформированного лазерной записью в молибденовой пленке (а) и его вид сверху (б). Характерный размер линии 253 нм

Травление проводилось при следующих условиях: расход CF_4 – 3 л/час, мощность, подводимая к ICP источнику – 400 Вт, мощность, подводимая к столику с подложкой 150 Вт, продолжительность травления – 10 мин.

Характерной особенностью процесса травления является то, что выбросы материала, наблюдавшиеся после формирования топологического рисунка, исчезают, и не влияют на конечную геометрию профиля, что видно на рисунке 2. В процессе травления вершина профиля выравнивается. В работе [8] мы объяснили появление этих образований тем, что лазерный луч в сечении имеет гауссово распределение плотности мощности. Но сравнивая их скорость травления со скоростью травления исходных пленок молибдена при одинаковых условиях, мы делаем вывод, что в процессе термохимической записи происходит выброс самого металла, тем более, что трек записи формируется лишь в центре фокальной плоскости лазерного луча, где плотность мощности максимальна. Время травления исходных пленок молибдена составило 20 сек. Время травления этих образований также не превышало порядка этой величины. Термохимические превращения на поверхности пленки происходят под действием периферийной области фокального пятна лазера. Это повышает стойкость к плазме маскирующих слоев молибдена.

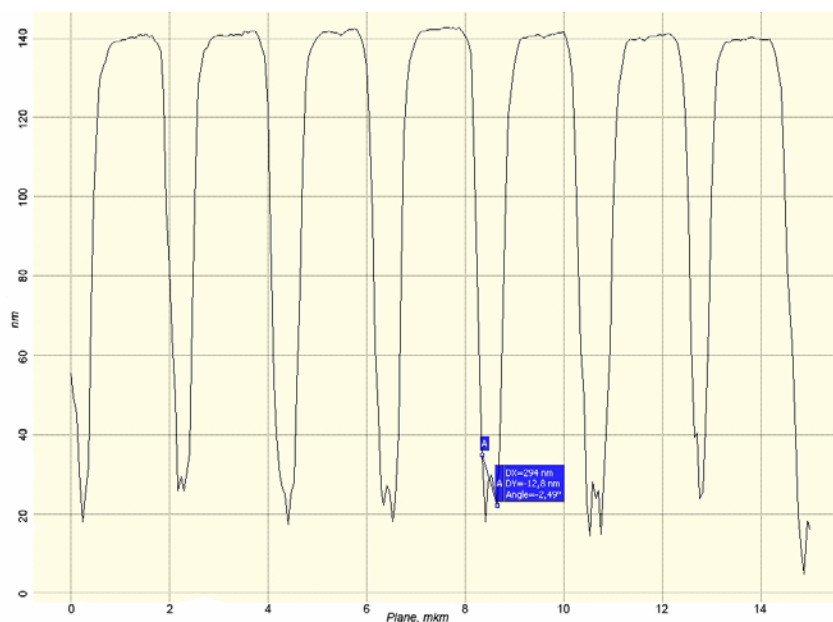


Рис. 2. СЗМ снимок бинарного рельефа, сформированного с применением молибденовой маски. Характерный размер линии

Также существует возможность дальнейшего повышения разрешающей способности элементов, изготавливаемых по данной технологии, за счет уменьшения толщины маскирующего слоя молибдена. Для проверки этого утверждения необходимы дальнейшие исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важной задачей в области синтеза дифракционных оптических элементов с применением метода лазерной записи является достижение размера структур менее 0,6 мкм. При решении этой задачи нами получен рельеф с шириной линии 0,25-0,3 мкм и глубиной, превышающей 100 нм. Показана возможность повышения разрешающей способности метода за счет применения молибденовых маскирующих слоев. Воздействие лазерного луча приводит к повышению плазмостойкости пленок молибдена в 30 раз, селективность травления кварца при этом резко возрастает. Приведенные результаты показывают, что исследуемые маскирующие слои могут быть применены для изготовления микроэлектромеханических устройств, а также дифракционных оптических элементов для ультрафиолетового излучения. Тем не менее, в намеченной области исследований существует проблема, заключающаяся в отсутствии теоретической базы, описывающей процессы, происходящие при взаимодействии молибдена с лазерным лучом, что является предметом дальнейших работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков А.В., Казанский Н.Л., Рыбаков О.Е. *Исследование технологии плазменного травления для получения многоуровневых дифракционных оптических элементов* // Компьютерная оптика, 1998, Т.18, С.127-130.
2. Zeze D.A., Forrest R.D., Carey J.D., Cox D.C., Robertson I.D., Weiss B.LSilva ., S.R.P. *Reactive ion etching of quartz and Pyrex for micro-electronic application* // J. Appl. Phys, 2002, V.92, N7, P.3624-3629.
3. Вейко В.П., Корольков В.И., Полещук А.Г., Саметов А.Р., Шахно Е.А., Ярчук М.В. *Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных структур* // Nat. Photon., 2011, 41, N7, С.631-636.
4. Агафонов А.Н., Моисеев О.Ю., Корлюков А.А. *Анализ зависимости разрешающей способности технологии локального термохимическо-*

- го окисления от параметров структуры светочувствительной пленки хрома // Компьютерная оптика, 2010, Т.34, N1, С.101-108.
5. *Verfahren und Anordnung zur Erzeugung von Strukturen im Submikrometerbereich*, 05.06.1997, №19544295.
 6. Heise G., Hellwig C., Kuznicki T., Sarrach S., Huber H.P. *Laser ablation of thin molybdenum films on transparent substrates at low fluences* // J. Appl. Phys, 2011, 102, P.173-178.
 7. Берлин Е., Двинин С., Сейдман Л. Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок // М.: Техносфера, 2007, 172с.
 8. Полетаев С.Д. *Исследование разрешающей способности маскирующих слоев молибдена, структурированных по технологии лазерной термохимической записи* // Сборник докладов молодежной научной школы по нанофотонике (30 июня 2012 г.) 20-го международного конгресса Nanostructures: Physics and Technology, 2012, С.7-9.

ОДИНОЧНЫЙ АТОМ С ВЫРОЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ КАК ЯЧЕЙКА КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Е.Н. Попов, В.А. Решетов

Тольяттинский государственный университет

(445667, г. Тольятти, ул. Белорусская, 14)

e-mail: ENP-tion@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе исследуется возможность длительного хранения поляризационного кубита в матрице плотности одиночного атома с вырожденными энергетическими уровнями. Носителем квантовой информации является фотон, в поляризацию которого закодирован кубит. В качестве процедуры записи поляризационного состояния фотона используется STIRAP.

Получено аналитическая зависимость вероятности длительного хранения фотона от поляризации управляющего лазерного поля и начального состояния атома. Теоретически обоснованы результаты проведенного ранее эксперимента.

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из наиболее перспективных методов хранения квантовых сигналов является стимулированное комбинационное адиабатическое рассеяние (STIRAP) [1]. Главным преимуществом этого метода является то, что во взаимодействии участвует один атом, а не ансамбль. Таким образом, сильное влияние деполяризующих столкновений между атомами отсутствует. В силу простоты физической системы (один атом – один фотон) математический аппарат предсказывает развитие системы с большой достоверностью.

Атом представляет собой Λ -схему, где оба нижних уровня стабильны (рисунок 1). Первоначально населён только один из них: уровень «b». Суть явления STIRAP заключается в плавном переносе населённости с одного нижнего уровня на другой: с уровня «b» на уровень «a», с помощью двух электромагнитных импульсов разной частоты [2]. Один импульс (ω_d),

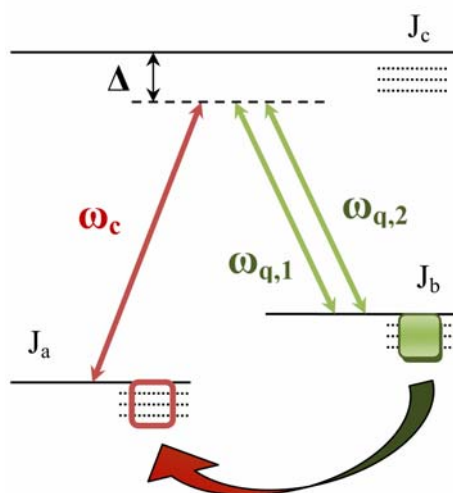


Рис. 1. Перенос населённости между нижними метастабильными уровнями

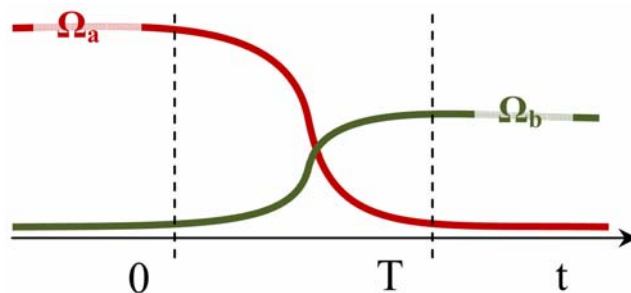


Рис. 2. Адиабатическое изменение интенсивности взаимодействия двух импульсов с соответствующими переходами

взаимодействующий с переходом между первоначально населённым уровнем «b» и верхним уровнем «с», адиабатически нарастает. Одновременно с этим второй импульс (ω_c), взаимодействующий с переходом между первоначально пустым уровнем «а» и верхним уровнем «с», адиабатически убывает (рисунок 2). Метастабильные уровни не одиночные, они вырождены по полному угловому моменту. Перенос населённости между подуровнями зависит от поляризации импульсов. Тогда если один из них (ω_q) сделать информационным, то его поляризация будет влиять на перенос населённости подуровней [3]. В работе рассматривается случай однофотонного информационного импульса, содержащего две компоненты поляризации, показанные на рисунке 1 в виде двух зелёных стрелок ($\omega_{q,1}$ и $\omega_{q,2}$). И впоследствии с помощью обратного переноса населённости можно попытаться восстановить поляризацию этого импульса. Управление процессом

можно осуществлять с помощью поляризации классического лазерного импульса, связанного с переходом между уровнями $J_a \leftrightarrow J_b$.

Итак, информация кодируется в поляризационном состоянии фотона, участвующего во взаимодействии:

$|1, 0\rangle$ – фотон имеет поляризацию, направленную вдоль первого орта,

$|0, 1\rangle$ – фотон имеет поляризацию, направленную вдоль второго орта.

Целью исследования является теоретический анализ процесса STIRAP с учётом вырождения энергетических уровней по полному угловому моменту и квантованием поля одного из импульсов, участвующих во взаимодействии. Как прикладная задача рассмотрена эффективность хранения однофотонных сигналов с заданной поляризацией. Направление исследования было определено экспериментом [4], где взаимодействие однофотонного импульса и трёхуровневой системы осуществили практически. Несмотря на то, что эффективность хранения однофотонного сигнала не большая, точность составила около 90%, что значительно выше аналогичного классического случая. Такие результаты потребовали объяснения. Актуальность исследования продиктована возрастающим спросом на безопасные информационные коммуникации, которые могут быть обеспечены высокоточной квантовой криптографией. Хранение квантовых сигналов, основанное на процессе STIRAP, отвечает этим требованиям. Длительность хранения может быть основой для создания оперативной памяти квантового компьютера.

2. ДИНАМИКА ТРЁХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДВУХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Изменение состояния трёхуровневой Λ -системы со временем зависит в первую очередь от импульсов, которые с ней взаимодействуют. В самом общем виде управляющее уравнение STIRAP представляет собой уравнение Шрёдингера:

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle = \frac{i}{2}\hat{V}(t)|\psi\rangle \quad (1)$$

При адиабатических процессах оператор взаимодействия изменяется медленно. Уравнение можно решить, разлагая состояние системы $|\psi\rangle$ по собственным функциям медленноменяющегося оператора взаимодействия. Отметим, что вместе с оператором меняются собственные функции и соб-

ственные значения. Переход к матрице плотности осуществляется выражением:

$$\hat{\rho} = \sum_{n,m} C_{n,m} |\psi_n\rangle \langle \psi_m| \quad (2)$$

где $|\psi_n\rangle$ – изменяющиеся собственные состояния оператора взаимодействия.

Динамику матрицы плотности со временем можно описать с помощью оператора эволюции:

$$\hat{\rho}(t) = \hat{S}(t) \hat{\rho}(0) \hat{S}^\dagger(t) \quad (3)$$

$$\hat{S}(t) = \sum_n \exp\{-i\Lambda_n(t)\} |\psi_n(t)\rangle \langle \psi_n(0)| \quad (3a)$$

$$\Lambda_n(t) = \frac{1}{2} \int_0^t \lambda_n(t') dt' \quad (3b)$$

где λ_n – собственные значения оператора взаимодействия, соответствующие собственным функциям $|\psi_n(t)\rangle$. Напомним, что и собственные функции, и собственные значения зависят от времени. В дальнейшем базис оператора взаимодействия будет играть определяющую роль при разработке теории STIRAP с квантованной модой одного из импульсов.

2.1. Оператор взаимодействия и его базис

Система состоит из трёхуровневой системы (атом) и двух импульсов, один из которых квантовый, а второй – классический. Оператор взаимодействия имеет вид:

$$\hat{V}(t) = -2\Delta\hat{P}_c + \hat{G}(t) + \hat{G}^+(t) \quad (4)$$

Оператор $\hat{G}$ переводят атом с нижних уровней «а» и «b» на верхний уровень «с». Он имеет вид:

$$\hat{G}(t) = \Omega_a(t) \hat{g}_a + \Omega_b(t) (\hat{g}_{b,1} \hat{a}_1^+ + \hat{g}_{b,2} \hat{a}_2^+) \quad (5)$$

$$\hat{g}_{a,bq} = \sum_{m_{a,b}, m_c} (-1)^{J_{a,b}-m_{a,b}} \begin{pmatrix} J_{a,b} & 1 & J_c \\ -m_{a,b} & q & m_c \end{pmatrix} |J_{a,b}, m_{a,b}\rangle \langle J_c, m_c| \quad (6)$$

где индекс q показывает круговую компоненту векторного оператора дипольного момента, $\hat{a}_i$ и $\hat{a}_i^+$ – операторы уничтожения и рождения фотонов i-той поляризации. $\Omega_{a,b}$ – частоты Раби переходов, определяемые выражением:

$$\Omega_{a,b} = \frac{2|d_{a,b}|e}{\hbar}$$

Таким образом, в операторе взаимодействия фигурируют оба перехода. Для правильной работы STIRAP необходимым является условие равенства отстройки частот импульсов от переходов.

Проще всего базис системы можно описать с помощью состояний атома, находящегося на определённом уровне, и поляризационных состояний фотона. В скобках указано количество состояний.

$|J_c, m_c\rangle |0, 0\rangle$ – атом находится на верхнем уровне «с», фотон поглощён атомом. $(2J_c+1)$

$|J_a, m_a\rangle |0, 0\rangle$ – атом находится на нижнем уровне «а», информация сохранена, квантованное поле находится в 0-фотонном состоянии. $(2J_a+1)$

$|J_b, m_b\rangle |1, 0\rangle$ – атом находится на первоначально населённом уровне «b», фотон имеет поляризацию, сонаправленную одному из ортов. $(2J_b+1)$

$|J_b, m_b\rangle |0, 1\rangle$ – атом находится на первоначально населённом уровне «b», фотон имеет поляризацию, сонаправленную второму орту. $(2J_b+1)$

Общее число состояний $N = 2(J_a+J_c+2J_b+2)$.

Далее стояла задача перехода от простого смыслового базиса, приведённого выше, к новому базису – базису собственных функций оператора взаимодействия.

2.2. Базис собственных функций оператора взаимодействия

Для начала разделим состояния на два класса: яркие и тёмные. К тёмным относятся состояния, собственные числа которых равны нулю. Такие состояния не взаимодействуют с электромагнитными полями, а адиабатически медленно меняются вслед за оператором взаимодействия. Другие состояния – яркие, наиболее сильно взаимодействуют с электромагнитными полями, их собственные числа отличны от нуля. Яркие и тёмные собственные состояния оператора взаимодействия ортогональны. И именно тёмные представляют интерес для хранения однофотонных сигналов.

Отличные от нуля собственные значения оператора взаимодействия имеют вид:

$$\lambda_n^+(t) = -\Delta + \sqrt{\Delta^2 + c_n(t)}, \quad \lambda_n^-(t) = -\Delta - \sqrt{\Delta^2 + c_n(t)} \quad (7)$$

Соответствующие этим числам собственные функции обозначим как $|V_n^+(t)\rangle$ и $|V_n^-(t)\rangle$. Числа $(c_n)^2$ являются собственными числами оператора $\hat{G}^+\hat{G}$. Собственные состояния $|V_n^c(t)\rangle$ оператора $\hat{G}^+\hat{G}$ с нулевыми собствен-

ными значениями также являются собственными функциями оператора взаимодействия, что легко проверить подстановкой.

Тёмные состояния, принадлежащие только уровню «а» и только уровню «b» обозначим $|D_n^a\rangle$ и $|D_n^b\rangle$. Они подчиняются условию:

$$\hat{G}^+(t)|D_n^\alpha\rangle=0, \quad \alpha=a,b \quad (8)$$

Подобные состояния будем называть сверхтёмными, поскольку они остаются постоянными даже при изменении оператора $\hat{V}(t)$, а так же не взаимодействуют с электромагнитными импульсами.

И наконец, существуют состояния, принадлежащие обоим уровням, однако не взаимодействующие с полем. Обозначим их $|D_n^{ab}(t)\rangle$, однако, эти состояния развиваются со временем (в отличие от сверхтёмных), так как адиабатически изменяется электромагнитное поле

$$|D_n^{ab}(t)\rangle = \frac{\mu\Omega_a(t)|B_n^d\rangle - \Omega_b(t)|A_n^d\rangle}{\sqrt{(\mu\Omega_a)^2 + (\Omega_b)^2}} \quad (9)$$

Атомное $|A_n^d\rangle$ и атомно-полеовое $|B_n^d\rangle$ состояния связаны между собой двойным переходом через верхний уровень «с» и соответствуют населённости только уровня «а» и «b» соответственно. Коэффициент μ численно связывает эти состояния, делая $|D_n^{ab}(t)\rangle$ собственной функцией оператора взаимодействия. Итак, базис собственных функций оператора взаимодействия получен:

$$\begin{aligned} \text{Яркие состояния} &- |V_n^+(t)\rangle, |V_n^-(t)\rangle, |V_n^c(t)\rangle; \\ \text{Тёмные состояния} &- |D_n^{ab}(t)\rangle. \\ \text{Сверхтёмные состояния} &- |D_n^a\rangle, |D_n^b\rangle. \end{aligned}$$

3. ЗАПИСЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО КУБИТА

Состояние, в котором находится фотон, представляет собой суперпозицию двух поляризационных состояний:

$$|f\rangle = \xi_1|1,0\rangle + \xi_2|0,1\rangle \quad (10)$$

Атом первоначально находится на нижнем уровне «b». В промежутке времени T медленно выключается лазерное поле, но увеличивается частота раби Ω_b . Атом адиабатически переходит на уровень «а», находясь всё вре-

мая в тёмном состоянии $|D_n^{ab}(t)\rangle$. Оператор эволюции во время процесса записи фотона имеет вид:

$$\hat{S}_1 = -\sum_n |A_n^d\rangle \langle B_n^d| \quad (11)$$

Вероятность того, что фотон записан, можно определить как след матрицы плотности после действия двух импульсов:

$$W = \text{Tr}\{\hat{S}_1 \hat{\rho}(0) \hat{S}_1^+\} = \sum_{i,j} \xi_i \xi_j^* w_{ij}, \quad i, j = 1, 2 \quad (12)$$

$$w_{ij} = \sum_n \langle B_n^d | \{ \rho_b(0) | \delta_{i,1}, \delta_{i,2} \rangle \langle \delta_{j,1}, \delta_{j,2} | \} | B_n^d \rangle \quad i, j = 1, 2 \quad (13)$$

Максимальная эффективность хранения достигается, когда w_{ij} является единичной матрицей. Длительность хранения τ ограничена временем распада метастабильного уровня «а». При воспроизведении фотона лазерное поле начинает медленно расти, а частота Раби Ω_b наоборот убывает до нуля. Происходит обратный перенос населённости атома на уровень «b» и излучается фотон сохранённой поляризации:

$$\hat{\rho}(T_1 + \tau + T_2) = \hat{S}_2 \hat{S}_1 \rho(0) \hat{S}_1^+ \hat{S}_2^+ \quad (14)$$

$$\hat{S}_2 \hat{S}_1 = \sum_n |B_n^d\rangle \langle B_n^d| \quad (15)$$

В эксперименте [1] значения угловых моментов были равны $J_a = 2$, $J_b = 1$, $J_c = 1$. Для этих условий существует три состояния $|A_n^d\rangle$, фигурирующих в уравнении (9), которые можно записать выражением:

$$|A_n^d\rangle = |J_a = 2, m_a = \delta_{n,3} - \delta_{n,1}\rangle, \quad n = 1, 2, 3$$

Им соответствуют атомно-полевые состояния $|B_n^d\rangle$:

$$\begin{aligned} |B_n^d\rangle &= |J_b = 1, m_b = 0\rangle |\delta_{n,3}, \delta_{n,1}\rangle \quad n = 1, 3, \\ |B_2^d\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|J_b = 1, m_b = -1\rangle |1, 0\rangle - |J_b = 1, m_b = 1\rangle |0, 1\rangle) \end{aligned}$$

Вероятность хранения фотона произвольной поляризации стремиться к единице, если начальное состояние атома является чистым состоянием $|J_b = 1, m_b = 0\rangle$. Именно в этом случае матрица w_{ij} будет единичной.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведённых теоретических исследованиях была доказана возможность использования процесса STIRAP для длительного хранения однофотонных сигналов произвольной поляризации. Было показано очевидное преимущество перед многоатомными схемами в силу отсутствия столкно-

вительных эффектов. Продемонстрирована зависимость хранения фотона от начального и конечного состояния импульсов, а не их формы.

Также был объяснён проведённый эксперимент, поставленный для случая трёхуровневой атомной Λ -системы с угловыми моментами $J_a = 2$, $J_b = 1$, $J_c = 1$. Следует отметить, что при увеличении углового момента первоначально населённого уровня выше единицы, полного хранения достичь не удалось.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ditte Moeller *Adiabatic Processes in Quantum Computation - Experimental and theoretical studies*// PhD Thesis, May 2008, Lundbeck Foundation Theoretical Center for Quantum System Research Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus
2. Xijia Miao *The STIRAP-based unitary decelerating and accelerating processes of a single free atom*// arXiv 0707.0063v4 [quant-ph] May 2009
3. Z. Kis, A. Karpati, B. W. Shore, N. V. Vitanov *STIMULATED RAMAN ADIABATIC PASSAGE AMONG DEGENERATE-LEVEL MANIFOLDS*// Physical Review A, 2004, DOI:10.1103/PhysRevA70.053405, Holger P. Specht, Christian Nolleke, Andreas Reiserer, Manuel
4. Upho, Eden Figueroa, Stephan Ritter, Gerhard Rempe *A Single-Atom Quantum Memory*// Nature, 473, 190–193 (12 May 2011) doi:10.1038/nature09997

МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВЫХ «БУТЫЛОК» СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

А.П. Порфирьев

Институт систем обработки изображений РАН

(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: lporfirev@rambler.ru

АННОТАЦИЯ

В работе представлен метод расчёта фазовых функций пропускания дифракционных оптических элементов (ДОЭ), формирующих световые ловушки типа "световая бутылка" сложной формы. Произведён расчёт ряда элементов, формирующих световые ловушки заранее определённой формы. Представлены результаты натурного эксперимента по манипулированию непрозрачными частицами олова диаметром около 3 мкм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические «бутылки» - такой вид оптических ловушек, в которых область с нулем или минимумом интенсивности окружена со всех сторон областями с максимумом интенсивности [1]. Такие световые ловушки широко используются для стабильного захвата и перемещения частиц, показатель преломления которых меньше, чем у окружающей среды или для непрозрачных микрочастиц. Причём такие манипуляции с частицами проводили как в жидкой среде [2, 3], так и в воздухе [4, 5]. Благодаря этому, оптические «бутылки» находят применение в таких областях, как захват атомов и молекул [6-8]. Такой тип ловушек может использоваться и для конструирования из отдельных микрокомпонентов микроструктур и микросистем.

Расширение области применения оптических ловушек потребовало их усложнения, чтобы можно было получить дополнительный функционал. Формирование световых «бутылок» сложной формы как раз служит для решения этой задачи.

2. МЕТОД РАСЧЕТА КОМПЛЕКСНЫХ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ

Для вычисления амплитудно-фазового распределения, формирующего заданную суперпозицию N мод Бесселя 0 -ого порядка с пространственно разделенными осями распространения, использовалась следующая формула с комплексными коэффициентами C_p [9]

$$T(x, y) = \sum_{p=1} C_p \cdot \text{sgn}(J_0(\alpha_p \vec{r})) \times \exp[i(xu + yv)], \quad (1)$$

где α - параметр, связанный с наклоном лучей к оптической оси, u, v – параметры, соответствующие осевому смещению центра пучка Бесселя,

$$r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

x, y – декартовы координаты.

Как известно, обычные моды Бесселя представляют собой световое поле в виде набора концентрических окружностей, причем в случае моды Бесселя 0 -ого порядка на оси пучка мы имеем максимум интенсивности, а в случае мод Бесселя высших порядков минимум интенсивности. Нами было получено, что суперпозиция трех пучков Бесселя 0 -ого порядка с параметрами $\alpha_1 = 21,85 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_2 = 17,08 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ и $\alpha_3 = 10,31 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ позволяет сформировать на оси пучка световое пятно, практически полностью убрав за счет интерференции концентрические окружности. Располагая такие пучки по контуру вдоль некоторой замкнутой кривой можно добиться формирования световых полей в виде этих кривых, которые будут сохранять свою структуру на некотором отрезке вдоль оси распространения и в случае замкнутых кривых будут «закрывать» на концах этого отрезка.

Как видно из формулы (1) комплексные коэффициенты C_p являются свободными параметрами. В случае формирования световых «бутылок» фазы этих коэффициентов постоянны. Для вычисления амплитуд $|C_p|$ можно воспользоваться градиентными методами поиска. Далее опишем использованный нами метод.

Пусть $I_0(x, y)$ - эталонное распределение интенсивности формируемой «световой бутылки» в плоскости находящейся на расстоянии z плоскости элемента. Рассмотрим N точек, образующих это изображение. Координаты этих точек будут определять осевое смещение пучков Бесселя. Для вычисления светового поля, формируемого ДОЭ на расстоянии z от него можно воспользоваться интегральным преобразованием Френеля

$$B(u, v) = \frac{-ik}{2\pi z} \exp(ikz) \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} T(x, y) \exp\left[\frac{ik}{2z} \{(x-u)^2 + (y-v)^2\}\right] dudv \quad (2)$$

Задачу поиска фазы $T(x, y)$ и соответственно аргументов C_p выражении (1) для суперпозиции можно сформулировать как задачу минимизации следующего квадратичного критерия:

$$K = \frac{\iint_D [B(u, v) - A_0(u, v)]^2 dudv}{\iint_D A_0^2(u, v) dudv}, \quad (3)$$

где $A_0(u, v) = \sqrt{I_0(u, v)}$, D – ограниченная область, в которой рассчитывается ошибка.

Для минимизации этого критерия можно использовать градиентный метод. На первой итерации все коэффициенты C_p^0 равны 1. Далее по формуле (2) осуществляется преобразование Френеля комплексной функции ДОЭ, рассчитанной по формуле (1), чтобы получить распределение светового поля, формируемого этим элементом на расстоянии z от входной плоскости.

На основе полученного и заданного распределений световых полей вычисляется ошибка K . Новые значения коэффициентов $\omega_p = |C_p|$ вычисляются следующим образом:

$$\omega_p^{(j+1)} = \omega_p^{(j)} + \mu^{(j)} \frac{\partial K}{\partial \omega_p^{(j)}}, \quad (4)$$

где j – номер итерации.

Для вычисления градиента $\frac{\partial K}{\partial \omega_p^{(j)}}$ была использована следующая численная процедура: значение p -ого коэффициента $\omega_p^{(j)}$ увеличивалось на малую величину Δ , при этом все остальные коэффициенты оставались неизменными. Затем на основе этого вектора коэффициентов $\omega_p^{(j)}$ вычислялось преобразование Френеля полученной комплексной амплитуды $T(x, y)$

ДОЭ. В результате чего получается новая оценка ошибки $K_p^{(j)}$, и на её основе вычисляется правосторонняя производная, т.е.

$$\frac{\partial K}{\partial \omega_p^{(j)}} = \frac{K_p^{(j)} - K^{(j)}}{\Delta}. \quad (5)$$

Шаг $\mu^{(j)}$ каждой итерации выбирался следующим образом:

$$\mu^{(j)} = \frac{\min_p \left\{ \frac{\omega_p^{(j)}}{\frac{\partial K}{\partial \omega_p^{(j)}}} \right\}}{\gamma \cdot \eta^{j-1}}. \quad (6)$$

Здесь параметры γ и η отвечают за скорость сходимости алгоритма. Рекомендуется выбирать эти значения из следующих промежутков: $2 \leq \gamma \leq 3$ и $1.1 \leq \eta \leq 2$.

Далее на основе вычисленных значений коэффициентов $C_p^{(j+1)}$ согласно (1) рассчитывается новая оценка $T^{(j+1)}(x, y)$ комплексной функции ДОЭ, и начинается новая итерация алгоритма.

3. ПРИМЕРЫ СФОРМИРОВАННЫХ СВЕТОВЫХ «БУТЫЛОК»

С помощью описанной выше процедуры нами был рассчитан ряд ловушек различного вида. Для анализа распределений интенсивности, формируемых этими ловушками, была использована величина равномерности распределения интенсивности по контуру:

$$U = 1 - \frac{\sum_{m=1}^M |I_m - \bar{I}|}{M \cdot \bar{I}}, \text{ где } \bar{I} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M I_m, \quad (7)$$

I_m - интенсивность в точке m , M – число точек измерения, $\bar{I}$ - среднее значение интенсивности; и эффективность

$$\varepsilon = \frac{N_b}{N}, \quad (8)$$

где N_b – энергия в одном из поперечных сечений светового пучка, сконцентрированная в области, составляющей границу световой «бутылки», N – энергия светового пучка.

На рисунке 1, 3 представлены амплитудно-фазовые распределения в плоскости элементов, формирующих различные световые «бутылки», и заданные распределения интенсивности в плоскости «открытой» ловушки.

На рисунках 2, 4 показаны соответствующие им распределения интенсивности на различном удалении от входной плоскости.

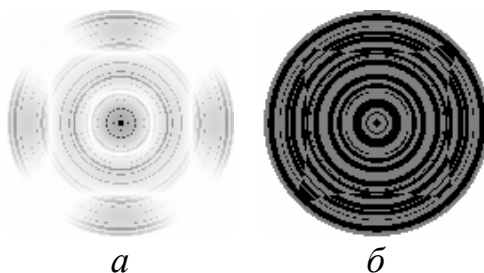


Рис. 1. Амплитуда (негатив) (а) и фаза (б) элемента, формирующего световую «бутылку» с распределением интенсивности в виде квадрата

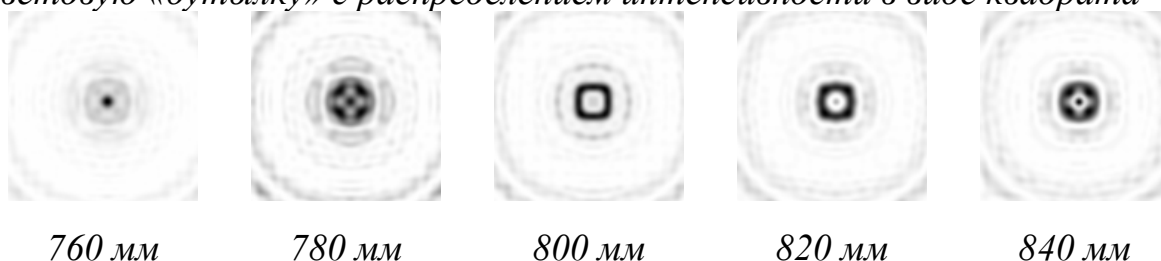


Рис. 2. Распределения интенсивности (негатив) на различном удалении от плоскости элемента для случая формирования световой бутылки с распределением интенсивности в виде квадрата

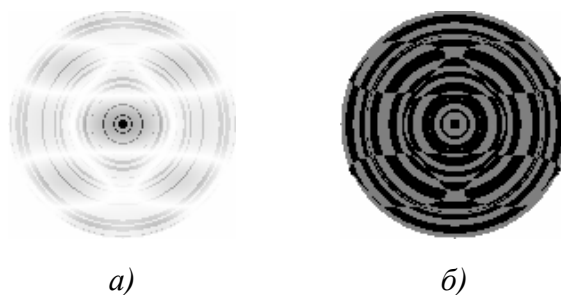


Рис. 3. Амплитуда (негатив) (а) и фаза (б) элемента, формирующего световую «бутылку» с распределением интенсивности в виде двух совмещенных ловушек круглой формы

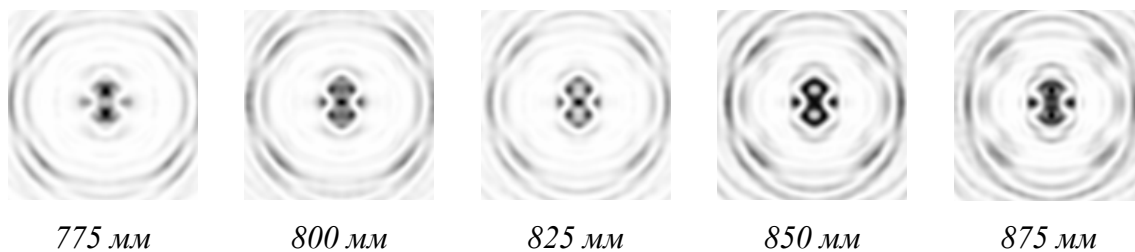


Рис. 4. Распределения интенсивности (негатив) на различном удалении от плоскости элемента для случая формирования световой бутылки с распределением интенсивности в виде двух совмещенных ловушек круглой формы

Размер рассчитанных элементов составил 128x128 пикселей, их физический радиус 3 мм, а для случая квадратной ловушки – 4 мм. Для каждого из случаев производилось от 5 до 8 итераций согласно описанному выше алгоритму. Рассчитанное значение равномерности интенсивности для ловушек разной формы равны 0,8-0,9. Значение эффективности, вычисленное по формуле (8) больше 40%.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МАНИПУЛИРОВАНИЮ НЕПРОЗРАЧНЫМИ МИКРООБЪЕКТАМИ

Для экспериментов по манипулированию нами были изготовлены микрочастицы олова диаметром приблизительно 3 мкм. Мощность используемого лазера - около 2 Вт, длина волны излучения 532 нм. Соответствующие эксперименты по захвату микрочастиц олова с помощью световой «бутылки», показанной на рисунке 6, представлены на рисунке 5.

К сожалению, из-за способа изготовления микрочастиц трудно найти две частицы одинаковой формы и размера, поэтому на последовательности кадров, представленных на рисунке 5, показан захват и манипулирование одной и той же частицы сначала в одной части ловушки, а затем в другой.

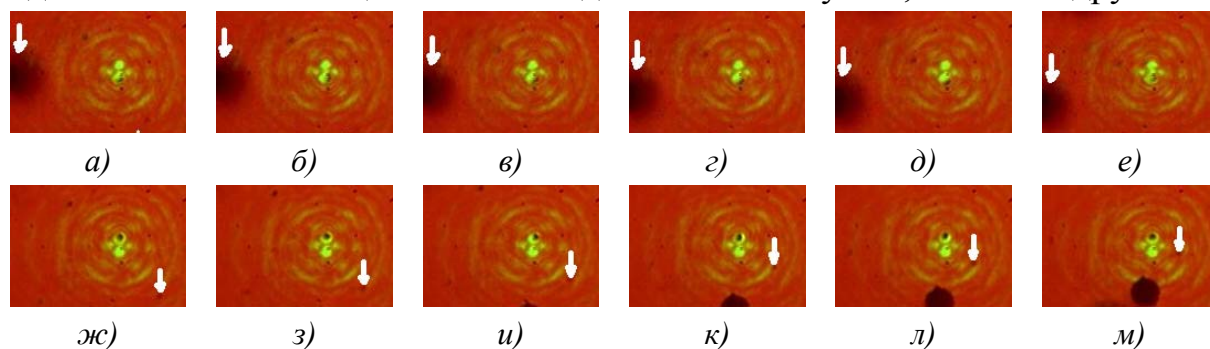


Рис. 5. Последовательный захват микрочастиц олова в каждой из ловушек. Интервал между кадрами 2 секунды

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан метод расчета комплексных функций пропускания ДОО, формирующих световые «бутылки» сложной формы. Градиентный метод расчета коэффициентов в суперпозиции позволил добиться увеличения равномерности распределения интенсивности в области ловушки. Эффективность формирования световых ловушек составила более 40 %. Данные световые ловушки, сформированные кодированными ДОО, позволили произвести захват и манипулирование непрозрачными частицами олова

диаметром около 3 мкм. Таким образом, данный метод может быть использован для расчета функций пропускания ДОЭ, предназначенных для формирования световых ловушек для непрозрачных микрочастиц и микрочастиц, показатель преломления которых меньше, чем у окружающей среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№12-07-31074, №12-07-31075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arlt J., Padgett M.J. *Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam* // Optics Letters, 2000, V.25, No.4, P. 191-193.
2. Ahluwalia B. P. S., Yuan X.-C., Tao S. H., Cheong W. C., Zhang L. S., Wang H. *Micromanipulation of high and low indices microparticles using a microfabricated double axicon* // J. Appl. Phys, 2006, V.99, P. 113104.
3. Daria V.C., Rodrigo P.J., Gluckstad J. *Dynamic array of dark optical traps* // Appl. Phys. Lett. 2004, V.84, No.3, P. 323-325.
4. Zhang P., Zhang Z., Prakash J., Huang S., Hernandez D., Salazar M., Christodoulides D.N., Chen Z. *Trapping and transporting aerosols with a single optical bottle beam generated by Moire techniques* // Optics Letters, 2011, V.36, No.8., P. 1491-1493.
5. Shvedov V.G., Desyatnikov A.S., Rode A.V., Izdebskaya Y.V., Krolikowski W.Z., Kivshar Y.S. *Optical vortex beams for trapping and transport of particles in air* // Appl. Phys. A, 2010, V.100, No.2, P. 327–331.
6. Ashkin A., Dziedzic J. M., Bjorkholm J. E., Chu S. *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles* // Opt. Lett, 1986, V.11, No.5, P. 288–290.
7. Isenhower L., Williams W., Dally A., Saffman M. *Atom trapping in an interferometrically generated bottle beam trap* // OPTICS LETTERS, 2009, V.34, No.8, P. 1159-1161.
8. Ozeri R., Khaykovich L., Davidson N. *Long spin relaxation times in a single-beam blue-detuned optical trap* // Phys. Rev. A, 1999, V.59, No.3, P. R1750– R1753.
9. Порфирьев А.П., Скиданов Р.В. *Формирование массива световых «бутылок», основанное на использовании суперпозиции пучков Бесселя* // Компьютерная оптика, 2012, Т.36, №1, С. 80-90.

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

В.П. Вейко, Г.В. Одинцова

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики
(197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49)
e-mail: ogv-r@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрено лазерно-индуцированное изменение оптических свойств поверхности нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т на основе экспериментальных исследований и теоретических расчетов процессов формирования цветных оксидных пленок на поверхности нержавеющей стали при воздействии импульсного лазера ИК диапазона, определены возможные механизмы образования цвета на металлических поверхностях и предложен способ расчета фазового состава образующихся цветных пленок при лазерном воздействии, основанный на методах химической термодинамики.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что при нагревании на воздухе металл окисляется. При этом наблюдается образование спектра «цветов побежалости». Лазерное импульсное нагревание предоставляет уникальную возможность управления геометрической структурой (топологией) [1] образующихся окислов и степенью окисления металлов, что в принципе позволяет создавать полноцветное изображение на металлических поверхностях. На основе этого эффекта возможно создание технологии цветной лазерной маркировки (ЦЛМ) [2, 3], которая может найти свое применение для окрашивания металлов, когда требуется получение долговечного изображения с высокой производительностью или с высокой степенью защиты от подделок. Предлагаемая технология не требует расходных материалов и подготовки трафаретов, а также высококвалифицированного персонала. Ее производительность выше, чем у большинства аналогов, особенно при тех производственных операциях, где не требуется обработка больших площадей поверхности, что в будущем также решается за счет увеличения количества

обрабатывающих установок. Но следует учитывать, что спектр получаемых цветов в технологии ЦЛМ является ограниченным.

Предлагаемая технология ЦЛМ имеет следующие потенциальные применения [4]: нанесение цветных логотипов на выпускаемую продукцию, защита от фальсификации продукции (рис. 1а), кодирование информации (рис. 1б), рекламный бизнес (сувенирная продукция, визитки, таблички и др.), окрашивание или маркировка ювелирных изделий. Изменение оптических свойств поверхности (в частности, поглощательной способности и, соответственно, цвета поверхности) играет роль также во многих других случаях, например, при разработке фотоэлектрических элементов [5] (увеличение КПД альтернативных источников энергии за счет окрашивания и текстурирования), устройств сигнализации и считывания и т.д.

Целью данной работы стало исследование лазерно-индуцированного изменения оптических свойств поверхности нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т на основе экспериментальных исследований и теоретических расчетов процессов формирования цветных оксидных пленок на поверхности нержавеющей стали при воздействии излучением лазера ИК диапазона.

Для достижения поставленной цели необходимо решение следующих задач: определение механизмов образования цвета на поверхности металлов при лазерном воздействии, определение фазового состава полученных цветных пленок.

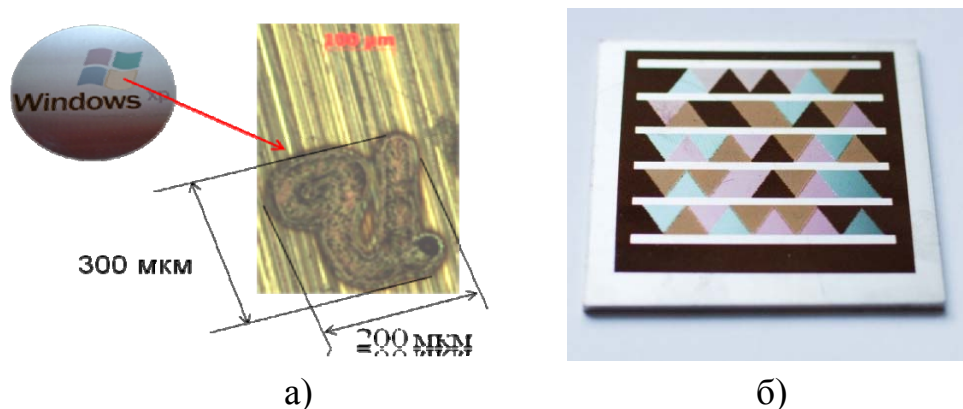


Рис. 1. а) Пример применения цветной лазерной маркировки как защиты от фальсификации продукции. В логотипе «Windows» скрыт символ «II» размером 200х300 мкм, который почти не заметен невооруженным глазом. б) Пример цветной лазерной маркировки Microsoft Tag – цветной штрих код, который позволяет кодировать больше информации, чем монохромная маркировка

2. МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ЦВЕТА НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Можно предложить 3 механизма образования цвета на поверхности металлов под действием лазерного излучения:

- 1) образование прозрачных интерференционных пленочных покрытий;
- 2) образование дифракционных решеток на поверхности лазерной гравировкой;
- 3) образование новых веществ – цветовых пигментов - в результате локального лазерного нагрева поверхности нержавеющей стали в атмосфере.

Для реализации первого механизма нужны гладкие поверхности (например, прокатанные, на которых часто наблюдаются цвета побежалости), при этом должны образовываться очень тонкие пленки (соизмеримые с длиной волны). Создание дифракционных решеток или их подобия методом лазерной гравировки в принципе возможно, однако в данном эксперименте такой цели не ставилось. В используемых режимах значения параметров (скорости сканирования, частоты следования импульсов и др.) подбирались таким образом, чтобы они не могли привести к образованию дифракционной решетки с шагом, соизмеримым с длиной волны света видимого диапазона, чтобы не усложнять интерпретацию процессов цветообразования при лазерном воздействии на металлы. Гипотеза образования цветовых пигментов представляется разумной, но она не может объяснить образования разнообразной цветовой палитры при воздействии на один и тот же металл, т.к. каждому пигменту соответствует свой индивидуальный цвет. Таким образом, наиболее вероятной причиной «лазерного» окрашивания поверхности металла является образование интерференционных пленок в результате химического взаимодействия металлов с атмосферными газами при их лазерном нагревании.

3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ФАЗОВОГО СОСТАВА ЦВЕТНЫХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Для решения проблем «лазерного управления» интерференционными цветами требуется детальная информация о физико-химических процессах,

происходящих на поверхности, также определение фазового состава пленок.

Для случая термодинамически равновесных процессов с помощью методов химической термодинамики возможно весьма точное определение типа химического соединения и количества продуктов, которые получают-ся в заданных условиях протекания химической реакции [6]. При лазерных воздействиях областью возможного приложения методов химической термодинамики могут быть непрерывные или импульсно-частотные процессы. Конечно, точность определения выхода реакции при этом может ограничиваться временными и пространственными колебаниями температуры в реакционном пространстве. Наиболее благоприятными с этой точки зрения являются режимы с большой частотой следования импульсов и большим пространственным перекрытием облучаемых зон на поверхности, когда распределение температур можно считать квазистационарным.

Протекающие процессы целесообразно описывать с помощью исследования изменения соответствующей (данному изобарно-изотермическому процессу) термодинамической функции – энергии Гиббса. Самопроизвольное протекание изобарно-изотермического процесса определяется двумя факторами – энтальпийным и энтропийным. Разность этих двух термодинамических функций и определяют значение энергии Гиббса исследуемой системы.

Тепловые эффекты процессов зависят от температуры, при которой они проводятся, поэтому для их вычисления при произвольных температурах необходимо знать зависимость стандартных изобарных теплоемкостей реагирующих веществ $C_j^0(P_0, t)$ от температуры, а также температуры T_j и тепловые эффекты (энтальпии) фазовых (структурных, агрегатных) превращений $\Delta H_j^0(P_0, T_j)$, если таковые имеются.

Расчет изменения энергии Гиббса ΔG_T реакции, как разности суммы продуктов и суммы исходных компонентов:

$$\Delta G_T = \Delta_f H^0(P_0, T_0) - TS^0(P_0, T_0) + \int_{P_0}^P V^0(\rho, T) dP - \\ - \sum_{j=1}^k \left[T \int_{T_{j-1}}^{T_j} \frac{C_j^0(P_0, t)}{t} dt - \int_{T_{j-1}}^{T_j} C_j^0(P_0, t) dt + \Delta H_j^0(P_0, T_j) \left(\frac{T}{T_j} - 1 \right) \right], \quad (1)$$

где $\Delta_f H^0(P_0, T_0)$, $S_0(P_0, T_0)$ – соответственно энтальпия и энтропия вещества при стандартных ($P_0=1$ бар, $T_0=298.15$ К) условиях; $V^0(p, T)$ – барическая зависимость стандартного молярного объема (парциального) на интервале $[P_0, P]$ при температуре T .

Если процесс лазерной обработки осуществляется на воздухе, то на поверхности нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т наиболее вероятно протекание реакций взаимодействия основных компонентов стали (железа, хрома и никеля) и воздуха (кислорода, азота, углекислого газа и атмосферной влаги) между собой, образующих открытую гетерогенную систему. Определим возможность протекания этих реакций путем расчета энергии Гиббса ΔG_T по выражению (1). Исходные данные для расчета взяты из [7].

На рис. 2 приведены некоторые рассчитанные зависимости энергии Гиббса образования реакций от температуры, полученные на основе уравнения энергии Гиббса реакции. Для каждой реакции образования расчет энергии Гиббса осуществлялся в соответствующем температурном диапазоне: 298 -2000 К.

Величина энергии Гиббса образования соединений железа, хрома, никеля и кремния с кислородом во всем диапазоне значительно меньше, чем

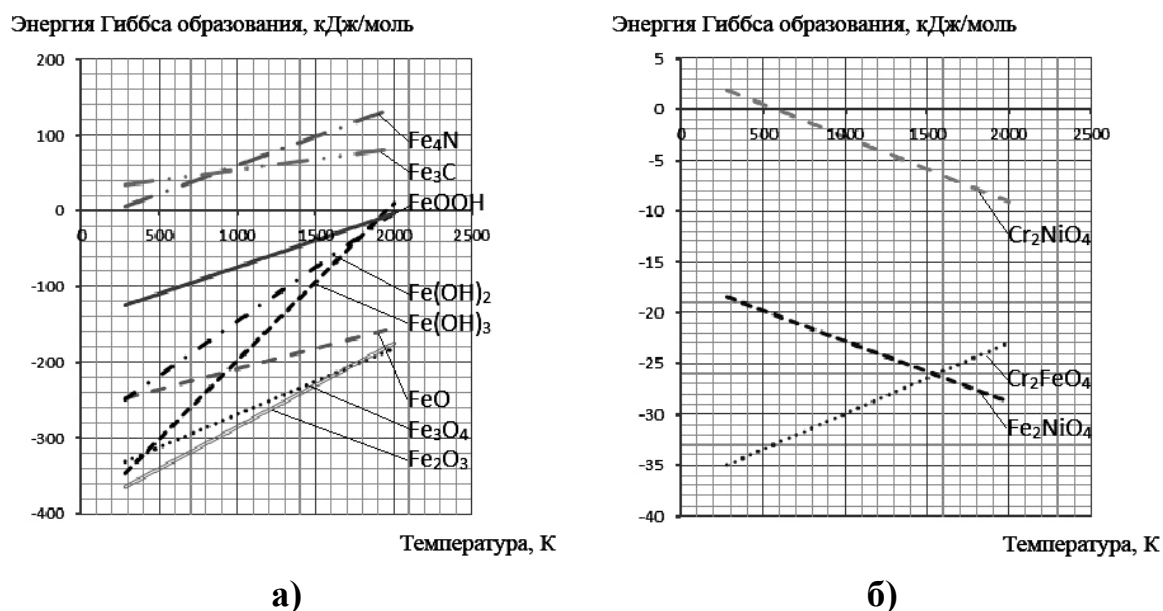


Рис. 2. Зависимость энергии Гиббса образования оксидов, гидроксидов, карбидов и нитридов компонентов стали от температуры: а) железа и б) двойных оксидов хрома, железа и никеля

с азотом, углеродом или водой (рис. 2), следовательно, образование оксидов более вероятно, что подтверждается результатами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии [8].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что основным фактором, определяющим цвет нержавеющей стали после лазерного облучения, является интерференционные процессы в возникающих тонких оксидных пленках

С помощью метода химической термодинамики установлен фазовый состав пленок, полученных при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью стали в атмосфере. При температурах от 298 К до 1500 К, соответствующих температуре образования цветных пленок на поверхности нержавеющей стали при лазерном воздействии, образуется многокомпонентная пленка, состоящая из FeCr_2O_4 и Fe_2O_3 . Данные результаты хорошо согласуются с экспериментальными.

Работа поддержана грантами РФФИ № 12-02-09537-моб_з и №10-02-00208, ГК № 11.519.11.4017, выполнена в рамках ведущей научной школы НШ-619.2012.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veiko V.P., Metev S.M. Laser assisted microtechnology. Heidelberg: Springer, 1998, 270 с.
2. Вейко В.П., Горный С.Г., Одинцова Г.В., Патров М.И., Юдин К.В. Формирование многоцветного изображения при лазерном окислении металлов// Известия вузов, 2011, № 2, С. 47–52.
3. Gorny S.G., Odintsova G.V., Otkeeva A.V., Veiko V.P. Laser induced multicolor image formation on metal surfaces// SPIE, 2011, V. 7996, C. 799605-1–7.
4. Vorobyev A.Y., Guo C. Colorizing metals with femtosecond laser pulses// Applied Physics Letters, 2008, № 3, C. 041914-1–3.
5. Dusser B., Sagan Z., Soder H., Faure N., Colombier J., Jourlin M., Audouard E. Controlled nanostructures formation by ultra fast laser pulses for color marking// Optics Express, 2010, Vol. 18, № 3, C. 2913–2924.
6. Slobodov A.A. Calculation of phase-chemical transformations in multi-component systems of various nature on the basis of thermodynamic

methods- and databank ASTICS// Proc. of XIV Int. Conf. Chem. Thermodyn. – 2002, C. 47–54.

7. Yokokawa H., Fujishige M., Ujiie S., Dokiya M. CTC: Chemical thermodynamic computation system// J. Nat. Chem. Lab. Ind, 1988, V. 83, N 11, P.1-122.
8. Odintsova G.V., Slobodov A.A., Veiko V.P. Products analysis of metals laser oxidation// 20th International Conference on Advanced Laser Technologies ALT'12 Book of Abstracts. – 2012, C. 314.

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ОЦЕНКИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ОСТРОТЫ ЗРЕНИЯ

Ю.А. Ротц, В.О. Резникова, М.И. Ларичкин

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики
(197101, г. Санкт-Петербург, Кронверский пр., 49)
leadensky@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Цель работы: разработка методики оценки динамической остроты зрения способом видеорегистрации движений глаз испытуемых во время выполнения задания по распознаванию опто типа и её апробация. В эксперименте использовалась регистрация движений глаз высокоскоростной видеокамерой и последующая компьютерная обработка полученных изображений с целью определения координат зрачка и времени перемещения его на данные координаты. Результаты работы могут быть востребованы в медицине, спорте, авиации и т.д.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует проблема оценки динамической остроты зрения (ДОЗ), являющейся ценным показателем квалификации лиц, связанных с восприятием движущихся предметов (водителя, летчика, космонавта и др.). Разработка и реализация методов оценки динамической остроты зрения необходима для оценки профессиональной пригодности, скорости реакции, адаптационных возможностей человека, оптимизации зрительной работы, коррекции зрения в условиях активного развития техники.

Профессионально значимые зрительные функции: острота центрального зрения, поле зрения, светоощущение, цветовразличение, бинокулярное зрение, их результирующая – зрительная работоспособность.

Широкое применение методов определения ДОЗ сдерживается отсутствием специального оборудования, стандартизованных методов исследования, нормативных показателей ДОЗ и другими причинами. Недостаточно изучены механизмы мозга, определяющие величину ДОЗ.

Целью работы является разработка новой методики оценки ДОЗ и средства для ее реализации, получение опытных данных о ДОЗ.

2. СРЕДСТВА ОЦЕНКИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ОСТРОТЫ ЗРЕНИЯ

Активная научная работа в области оценки ДОЗ началась в конце 1940-ых (Ludvigh, 1949; Low, 1947) [2]. Prestrude (1987) подсчитал, что уже опубликовано приблизительно 250 работ: Bhansali, Stockwell и Bojard (1993); Herdman, Schubert и Tusa (2001); Herdman, Tusa, Blatt, Suzuki, Venuto и Roberts (1998); Hillman, Bloomberg, McDonald и Cohen (1999); Lee, Durnford, Crowley и Rupert (1997); Longridge и Mallinson (1984); Кибарко А.И., Лукашевич И.В. (2007), Ротц Ю.А. (2010)[1-3].

На основе заявки на изобретение № А61В3/032 реализован опытный образец прибора для определения ДОЗ, позволяющего повысить точность измерения ДОЗ за счет использования непрерывно движущихся опотипов. Прибор апробирован на группе из 40 человек [3].

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Разработана и апробирована новая методика оценки динамической остроты зрения способом видеорегистрации движений глаз испытуемого во время выполнения задания по распознаванию оптотипа. [4].

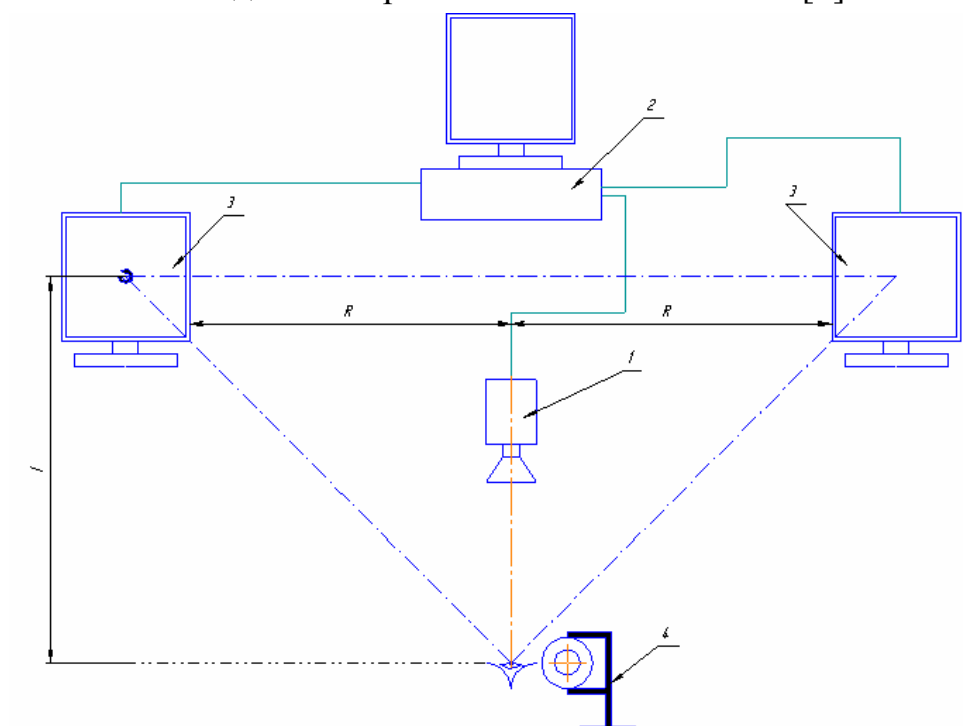


Рис. 1. Установка для оценки ДОЗ: 1 – высокоскоростная видеокамера; 2 – устройство управления и обработки информации; 3 – боковые мониторы; 4 – шаблон для бесконтактных измерений

Для регистрации движения глаз используется высокоскоростная камера, располагаемая перед лицом испытуемого горизонтально таким образом, чтобы объектив камеры находился на уровне глаз (с помощью камеры получают раскадрованный видеоряд изображений глаза). Камера подключается к устройству управления и обработки информации (компьютер с пакетом прикладных программ MATLAB, программой управления камерой и программой обработки изображений Osprey). Для предъявления опто типа используются два боковых экрана, которые размещаются симметрично по сторонам оптической оси камеры. Оптотип предъявляется испытуемому на экране одного из двух мониторов синхронно с командой к началу теста, которая может быть звуковой, световой или комбинированной, и началом регистрации движения глаза.

Испытуемый усаживается перед камерой. Голова его фиксируется в определенном положении (положение глаз проверяется по уровню). Соблюдается постоянное расстояние от глаза до объектива. Рядом с глазом испытуемого закрепляется шаблон для бесконтактных измерений, таким образом, чтобы в кадре отверстие шаблона имело форму круга.

Испытуемые отбираются по следующим показателям: желательно европейский разрез глаз, широко раскрывающиеся веки, высокий контраст кромки радужной оболочки и «белка» глаза (карие). Данное требование было сформулировано для повышения вероятности правильного обнаружения радужной оболочки (РО) глаза программой Osprey.

В качестве объекта, который предъявляется испытуемому на экране монитора может быть использован любой стандартный опто тип. Величина опто типа подбирается аналогично толщинам колец Ландольта, используемых в классических таблицах для определения статической остроты зрения, с погрешностью 5%.

Для приведенного примера величина кольца Ландольта 0.5 мм.

Расстояние от глаза до камеры (точки фиксации взгляда): 300 мм.

Расстояние до опто типа: 1,118 м.

Продолжительность записи информации не менее 60 кадров.

Размер внутреннего отверстия шаблона (№8115g): 14 мм.

Эксперимент проводился в хорошо освещенном помещении. Требование необходимо для обеспечения получения резких высококонтрастных снимков с четкой границей между радужной оболочкой и «белком» глаза.

Ввиду недостаточности естественного освещения в сочетании с общим искусственным освещением помещения, в установке был использован дополнительный осветительный элемент – лампа, расположенная на расстоянии 30 см от объекта съемки и направленная на рассеиватель света, помогающий избежать бликов при съемке глаза.

Для настройки параметров программы Osprey была получена серия калибровочных снимков (рис. 2) с использованием шаблона.

После калибровки масштаб по умолчанию применялся для всех остальных изображений. Так же, положение центра отверстия шаблона можно использовать для привязки координат при обработке изображений. От испытуемого требовалось зафиксировать взгляд на одной точке и не моргать в течение 1 секунды (интервал съемки).

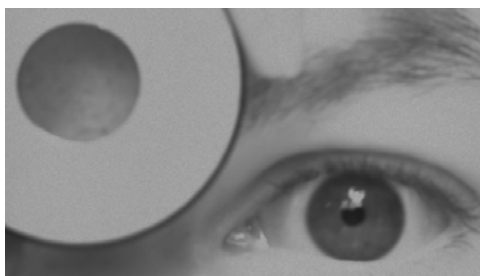


Рис. 2. Калибровочный снимок

Задание для оценки ДОЗ: зафиксировать взгляд на одной точке не моргая, затем по команде перевести взгляд из точки фиксации на оптотип, который появлялся на боковом экране в момент начала теста, за максимально короткое время распознать его и перевести взгляд в исходное положение.

Таким образом было получено несколько серий снимков характеризующих траекторию движения глаза при выполнении теста по оценке ДОЗ (рис. 3).

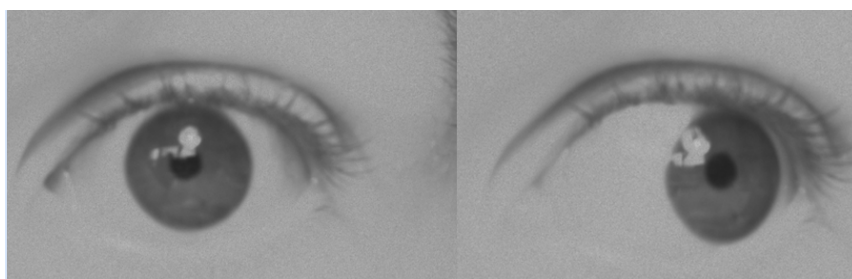


Рис. 3. Динамика взгляда: слева – исходное положение; справа – взгляд на оптотипе

4. РАСЧЕТЫ

Раскадрованный видеоряд изображений глаза испытуемого, отражающий траекторию движения глаза во время выполнения теста по распознаванию опто типа используется для измерения координаты зрачка.

Изображения обрабатывались программой Osprey. По итогам измерений сформированы массивы значений положения центра зрачка (ЦЗ) в статике и массивы значений координат центра зрачка при перемещении по определенной тестом траектории.

Массивы проанализированы статистическим пакетом MATLAB. Ниже графически представлен массив значений координаты x ЦЗ (рис. 4).

Величину ДОЗ выражают в показателях времени.

По данным, полученным с помощью предложенной установки, осуществляется построение графика отклонений координат зрачка от исходного положения, которые рассчитываются путем определения разности координат на первом и каждом последующем изображении (рис. 5).

За величину ДОЗ принимается время, соответствующее времени записи последнего кадра, имеющего максимальное, в пределах установленного допуска (5%), значение отклонения координаты зрачка от исходного положения. Порядковый номер этого кадра определяется по номеру соответствующего отсчета на графике отклонений координат зрачка от исходного

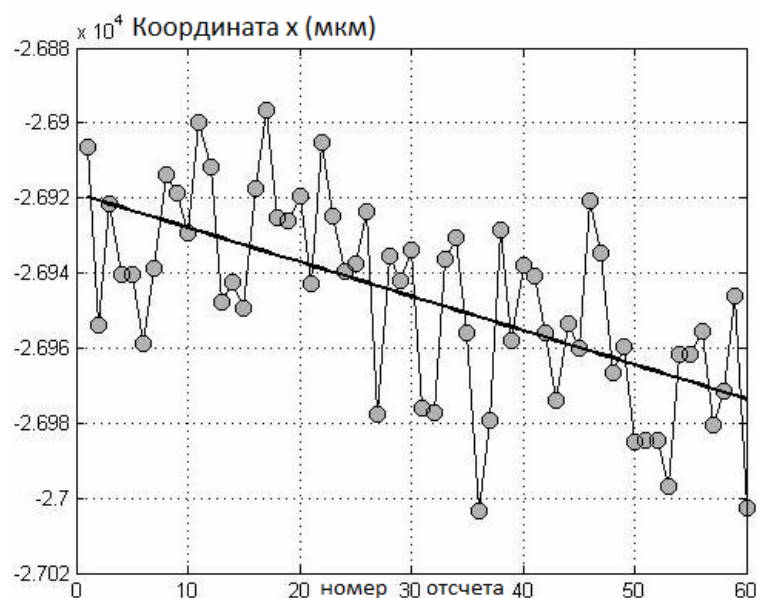


Рис. 4. Определение координаты x ЦЗ на серии из 60 кадров и ее линейная аппроксимация

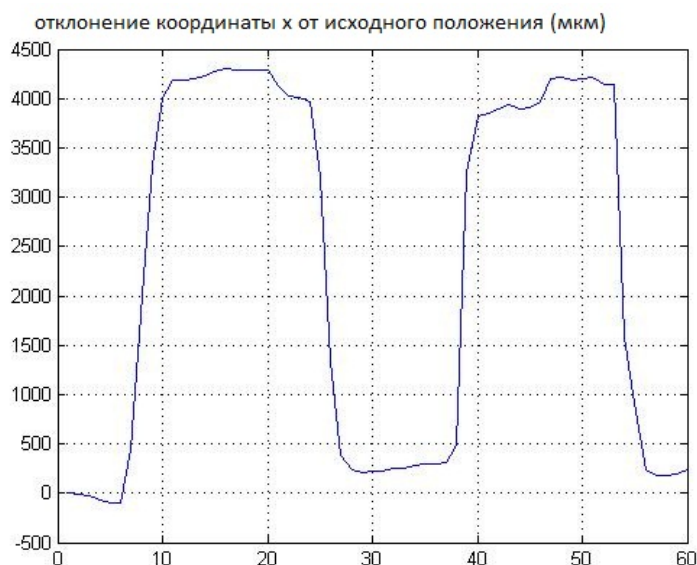


Рис. 5. График массива отклонений взгляда от исходного положения относительно времени записи первого изображения глаза в видеоряде.

Была написана программа в MATLAB. Программа позволяет вычислить количество кадров, затраченных на перемещение взгляда из исходного положения на оптотип, и выдает номера соответствующих кадров. Далее можно посмотреть по номеру кадра время его записи относительно начала эксперимента и вычислить промежуток времени по разности временного интервала между кадрами начала и конца движения глаза. Можно вычислить среднее время движения взгляда по выборке значений из нескольких экспериментов.

Аналогично вычисляется время задержки взгляда на оптотипе. Программа подсчитывает количество кадров задержки и выдает их номера.

Перемещение взгляда из исходного положения на оптотип соответствует временному интервалу от 32 до 50 мс (3 кадра видеоряда). Задержка взгляда на объекте составляет в среднем 13 кадров, что соответствует временному интервалу 240 мс.

Величина ДОЗ определяется как сумма времени движения взгляда и времени задержки взгляда на оптотипе. Получена ДОЗ равная 272 мс. (что сопоставимо с результатами других исследователей)

По данным, полученным белорусскими исследователями [2], средняя величина динамической остроты зрения здорового человека составляет

90 мс. По данным, полученным при помощи прибора для оценки ДОЗ, собранном Ротц Ю.А. и испытанном на группе из 40 человек, средняя величина ДОЗ равна 77,57 мс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана новая система для оценки динамической остроты зрения реализующая метод видеорегистрации движения глаз. Установка позволяет проводить высокоскоростную съемку движений глаз.

Получены серии четких изображений глаз тестовой группы лиц, пригодные для компьютерной обработки программой Osprey для получения массивов данных анализируемых с помощью MATLAB.

Реализован подход к определению величины ДОЗ на основе расчета времени движения зрачка исходя из анализа координат его перемещения.

Анализ полученных массивов позволяет оценить:

- скорость реакции (расчет промежутка времени от начала эксперимента до начала движения глаза);
- ДОЗ (время, затрачиваемое на перемещение взгляда из исходного положения на оплотип, на какое время задерживается взгляд на одном объекте, чтобы распознать его); глазодвигательные способности зрительного анализатора, плавность движений глаз (расчет скоростей перемещения зрачка на протяжении траектории движения).

Дальнейшее моделирование в среде MATLAB позволит развивать теорию оценки ДОЗ, основанную на статистике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dwight A. Holland. Peripheral Dynamic Visual Acuity Under Randomized Tracking Task Difficulty, Target Velocities, and Direction of Target Presentation. Dissertation submitted to the Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy in Industrial and Systems Engineering. Blacksburg, VA, (2001).
2. Кубарко А.И., Лукашевич И.В. *Анализ механизмов динамической остроты зрения*// Медицинский журнал, №1, 19, 2007.
3. Ротц Ю.А., Мусалимов В.М. *Экспериментальная оценка динамической остроты зрения (ДОЗ)*// труды VII Международной конферен-

ции молодых ученых и специалистов “Оптика – 2011”, СПб: НИУИТМО, 2011.

4. Ротц Ю.А. *Система оценки динамической остроты зрения*// сборника трудов участников V сессии научной школы «Проблемы механики и точности в приборостроении»/ Под ред. В.М. Мусалимова. – СПб, 2012.

МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПУЧКОВ СФОРМИРОВАННЫХ ДОЭ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА БИОЛОГИЧЕСКИХ МИКРООБЪЕКТОВ

М.А. Рыков

*Институт систем обработки изображений РАН
(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)
e-mail: michael.rykov@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В современных исследованиях методики оптического захвата большую роль играет манипуляция микрообъектами лазерными пучками, сформированными ДОЭ. Используя различные фазоамплитудные распределения в сечении пучка, получают интересные силовые характеристики.

Настоящая работа посвящена методике исследования сформированных ДОЭ пучков. Оцениваются различные параметры получаемых пучков и их воздействие на микрообъекты. Численные оценки сравниваются с полученными впоследствии экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Особый интерес в области дальнейшей развития техники оптических манипуляций вызывают лазерные пучки с особыми свойствами, сформированные при помощи ДОЭ. Такие пучки используются для вращения захваченных частиц ([1]), их сортировки ([2]), перемещения частиц с минимальным разрушающим воздействием на них.

Для формирования ДОЭ существует два основных вида техник — динамическое создание ДОЭ при помощи голографического модулятора (например, [3]) и создание ДОЭ в качестве микрорельефа на стеклянной или кварцевой пластинке (например, [4]). Однако голографический модулятор имеет крайне низкую энергоэффективность и сильные дифракционные ограничения.

С другой стороны, процесс изготовления ДОЭ довольно трудоёмок и начиная с определённого момента, необратим. В этом случае логично про-

изводить тщательное предварительное моделирование. При создании пучков с особыми свойствами особенно важными являются следующие параметры:

1. Распределение сил и моментов сил в сечении пучка фокальной плоскостью.
2. Повреждающие характеристики.
3. Скорость частицы при захвате. Кинематика частицы в ловушке.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для того чтобы смоделировать процесс оптического захвата и получить оценки характеристик, приведённых выше, необходимо а)промоделировать сам объект оптического захвата (клетку); б)промоделировать падающее на объект излучение; в)вычислить действующие на объект силы и моменты сил.

Клетку можно представить набором вложенных эллипсоидов. Например, дрожжи *Saccharomyces cerevisiae* соответствуют этой форме почти полностью (см. [5]), для многих других видов отклонения от эллипсоидальной формы намного меньше длины волны света, используемого для захвата.

Падающее на объект излучение предлагается моделировать при помощи геометрооптического подхода. Разумеется, подобный подход не лишён недостатков, главный из которых — довольно большая погрешность вычислений. Однако недостаток в точности с лихвой покрывается скоростью вычислений: в ходе вычислений требуется вычислить несколько тысяч положений частицы.

2.1 Моделирование излучения и вычисление оптических сил

Геометрический луч не обладает фазой, является бесконечно тонким и в однородной среде его направление не изменяется. Фазовые характеристики пучка моделируются ориентацией каждого отдельного луча в зависимости от градиента фазы.

Рассмотрим падение элементарного луча на границу раздела двух сред. Преломляясь на этой границе, падающий луч разделяется на проходящий и отражённый, и оказывает на границу раздела действие.

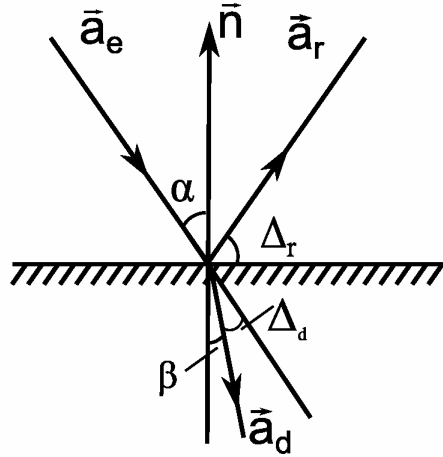


Рис. 1. Падение элементарного луча на границу раздела двух сред

Учитывая, что при падении на границу раздела каждый фоток претерпевает изменение импульса, получим из закона сохранения импульса следующее соотношение для оптической силы каждого отдельного луча геометрического луча:

$$F_{\text{л}} = -\sum_n \frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{-1}{c_0} (-I_r \vec{a}_r - I_d \vec{a}_d - I_e \vec{a}_e) \quad (1)$$

причём I_e, I_r, I_d — соответственно интенсивность падающего, отражённого и проходящего лучей, а a_e, a_r, a_d — их направления.

Для вычисления интенсивности этих лучей используются следствия из формул Френеля.

2.2 Диаграммы полей оптических сил в сечении пучка

Для того чтобы получить первоначальные оценки возможности оптического захвата, полезно изучить, как поле в сечении пучка будет воздействовать на помещенную туда частицу.

Такие диаграммы позволяют судить о наличии и форме потенциальных ям в ловушке. Максимумы поля силы также являются важными точками, поскольку именно высота и форма максимумов определяет «жесткость» ловушки.

На рисунках в [6] видно, что порядок сил, вычисленный с помощью инструмента моделирования, составляет порядка $10^{-12} - 10^{-13}$ Н, что совпадает с полученными экспериментальными данными.

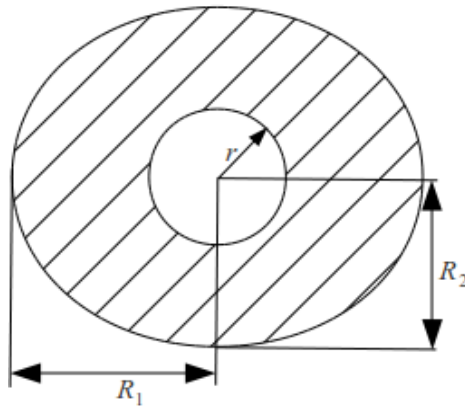


Рис. 2. Схематическое изображение модели клетки с ядром

2.3 Моделирование повреждающих факторов

В качестве модели была выбрана композиция из эллипсоида $R_1 \times R_2 \times R_2 = 3 \times 2 \times 3$ мкм и сферы $r^3 = 1 \times 1 \times 1$ мкм с общим центром (рис. 2).

Для измерения фотоповреждения программным комплексом введём следующую величину:

$$Q = \sum l_i \times I_i, \quad (2)$$

где l_i - длина пути отрезка элементарного луча с интенсивностью I_i внутри клетки или органеллы от одной точки преломления или отражения до другой. Таким образом можно оценить суммарную интенсивность прошедшего через клетку или органеллу излучения. Часть из него будет поглощена, поэтому очевидна зависимость между повреждающим воздействием и введённой величиной Q .

2.4 Программный комплекс численного моделирования

Приведённые выше соотношения использовались для построения ПО, позволяющего автоматический расчёт параметров оптического захвата. Подробно ПО описано в [6].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1 Опыты с гауссовым пучком

Методика была опробована на хорошо изученном виде пучков — на гауссовых пучках. В ходе моделирования регистрировалась скорость v пе-

редвижения модели. В зависимости от времени t её значение было следующим:

Таблица 1. Сравнение расчётных и экспериментальных скоростей входа в оптическую ловушку, созданную гауссовым пучком.

Промежуток времени t	Средняя скорость v , расчёт, мкм/с	Средняя скорость v , эксперимент
$0\text{с} < t < 0,25\text{с}$	6,0	2,7
$0,25\text{с} < t < 0,5\text{с}$	3,0	

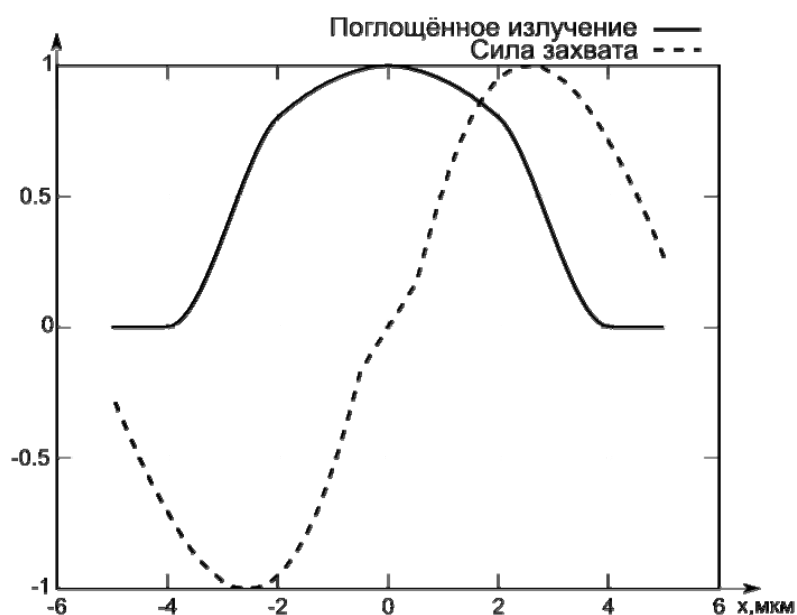


Рис. 3. Нормированный график изменения силы, действующей на клетку, и фотоповреждений в её ядре при освещении её гауссовым пучком в зависимости от расстояния между осью клетки и максимумом пучка

3.2 Опыты с пучком-полумесяцем

Также методика была использована для изучения свойств пучка с распределением интенсивности в виде полумесяца (см. рис. 4)



Рис. 4. Теоретическое (слева) и экспериментальное (справа) распределение интенсивности в пучке-полумесяце

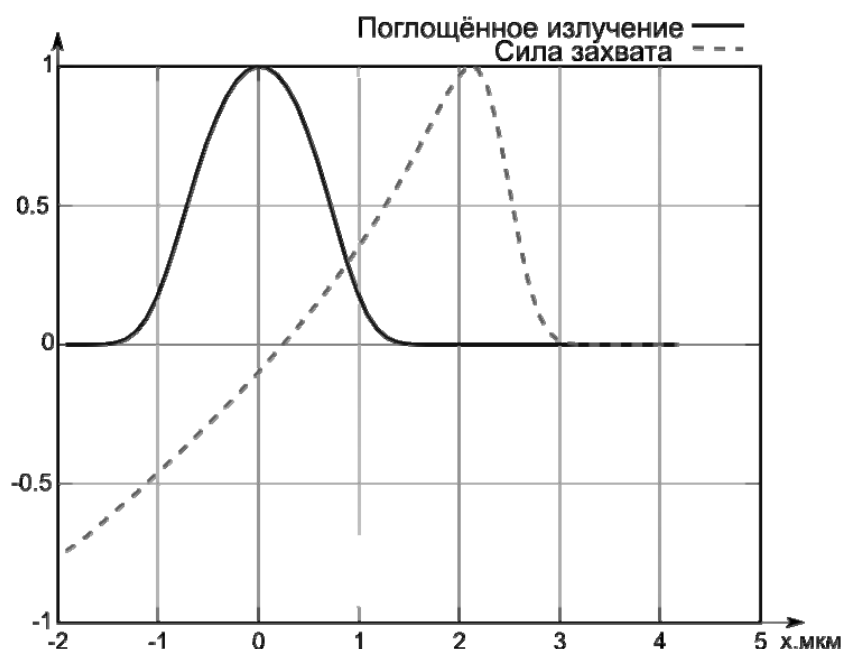


Рис. 5. Нормированный график изменения силы, действующей на клетку, и фотоповреждений в её ядре при освещении её гауссовым пучком в зависимости от расстояния между осью клетки и максимумом пучка

Свойства этого пучка сравнивались со свойствами гауссовых пучков.

Рассматривалась максимальная сила захвата и повреждающие характеристики. Предсказанное с помощью методики соотношение между силами захвата пучке-полумесяце и гауссовом пучке в целом подтвердилось экспериментально. Если принять за метрику отношение

$$\sigma = \frac{F}{I}, \quad (3)$$

где F — сила захвата, а I — мощность излучения в фокусе пучка, то для теоретических выкладок было получено

$$\frac{\sigma_{cresc}}{\sigma_{gauss}} = 2,8, \quad (4)$$

где σ_{Δ} — нормировочное отношение силы захвата пучка, тогда как эксперимент дал для той же величины значение 2.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы построен комплекс вычислительных инструментов, позволяющий сделать правдоподобные оценки относительно свойств того или иного фазоамплитудного распределения излучения. На основании этих

оценок впоследствии можно принять решение о необходимости экспериментального исследования данного элемента.

Комплекс инструментов позволяет предсказать поле сил в сечении пучка, повреждающие факторы пучка, а также позволяет моделировать траекторию вхождения частицы в пучок, что может быть особенно важным при моделировании ДОЭ, предназначенных для сортировки частиц из потока.

Также возможна оценка повреждающих характеристик пучков и принятие на основании этого решений о пригодности тех или иных пучков для манипуляции биологическими объектами. Так, например, из рисунков 5 и 3 видно, что в максимуме силы повреждающее действие гауссового пучка заметно выше, чем у пучка-полумесяца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dasgupta, R. *Optical orientation and rotation of trapped red blood cells with Laguerre-Gaussian mode* / R. Dasgupta, S. Ahlawat, R.S. Verma, P.K. Gupta // Opt Express — 2011 — Vol. 19(8) — P. 7680–7688.
2. Grover, S.C. *Automated single-cell sorting system based on optical trapping.* / S.C. Grover, A.G. Skirtach, R.C. Gauthier, C.P. Grover // Journal of Biomedical Optics — 2001 — Vol. 6 — P. 14–22.
3. van der Horst, A. *Calibration of dynamic holographic optical tweezers for force measurements on biomaterials* / A. van der Horst, N.R. Forde // Opt Express — 2008 — Vol. 16(25) — P. 20987–21003.
4. Хонина, С. Н. *Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом близким к длине волны* / С. Н. Хонина, Д. В. Нестеренко, А. А. Морозов, Р. В. Скиданов, И. А. Пустовой // Компьютерная оптика — 2011 — Т. 35 №1 — С. 11–21.
5. Saito, T.L. *SCMD: Saccharomyces cerevisiae Morphological Database* / T.L. Saito, M. Ohtani, H. Sawai, F. Sano, A. Saka, D. Watanabe, M. Yukawa, Y. Ohya, S. Morishita // Nucleic Acids Res. — 2004 — Vol. 32(Database issue) — P. D319–322.
6. Скиданов, Р.В. *Моделирование движения биологических микрообъектов в световых пучках* / Р.В. Скиданов, М.А. Рыков // Компьютерная оптика — 2010 — Т. 34 №3 — С. 308–314.

ЛАЗЕРНЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВЫХ ЦИФРОВЫХ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Сергеев Р.Н., С.В. Алембеков

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

romansr@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены лазерные диагностические системы, создаваемые на основе помехоустойчивых стационарном и мобильном цифровых спекл-интерферометрах (ЦСИ) с непрерывным лазером, предназначенные для исследования герметичности соединений, анализа вибрационных характеристик, определения деформационных полей перемещений. Становлению диагностических систем на основе ЦСИ предшествует этап апробации их применения на тестовых объектах простейшей формы (пластина, диафрагма, модель контактной пары клапана) с различными способами нагружения. Полученные результаты сравнивались с данными численного моделирования и метода лазерного «ножа», а также сертифицированных средств доплеровской виброметрии и фотограмметрического принципа измерения деформаций.

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементы конструкций аэрокосмической отрасли подвержены влиянию разнородных нагрузок, таких, например как динамические (вибрационно-пульсационные, ударные и т. д.), статические, температурные. Действие этих нагрузок может проходить как в разных сочетаниях, так и по отдельности. В сложившейся в аэрокосмической отрасли технологии обработки элементов конструкции проводится испытание на каждую составляющую нагрузки [1]. Такой подход к испытаниям приводит к увеличению трудозатрат на испытательно-доводочном этапе разработки изделия. Подобный алгоритм работ зачастую обусловлен невозможностью совме-

ния одного типа испытаний с другими в силу сложности испытательного оборудования, привязанного к определенным типам измерительных систем.

Большой универсальностью и информационной емкостью обладают оптические и, в частности, лазерные методы неразрушающего контроля и технической диагностики (НК и ТД) [2], которые основываются на достижениях экспериментальной механики [3].

К одним из быстро развивающихся направлений экспериментальной механики относится цифровая спекл-интерферометрия [4]. Использование специального программного обеспечения, повышающего помехоустойчивость интерферометров, а также соответствующих схемных решений позволило перейти к применению ЦСИ с непрерывным лазером для исследования вибрационных характеристик и деформационных полей перемещений реальных полноразмерных конструкций [5,6].

Однако сложность автоматизации количественной обработки спекл-интерферограмм, а также ограничение на допустимую величину измеряемых перемещений требуют разработки дополнительных программных средств и применение вспомогательных измерительных систем.

В работе представлены примеры исследования объектов при совместном использовании разработанных в СГАУ помехоустойчивых стационарного и мобильного ЦСИ с измерительными средствами, работающими на других принципах получения полезной информации. При этом решались задачи расширения диапазона измерений контролируемых параметров и повышения достоверности результатов путем компенсирования недостатка информации.

2. ДИАГНОСТИКА ГЕРМЕТИЧНОСТИ ПНЕВМОКЛАПАНОВ

Существующие методики оценки герметичности соединений и, прежде всего, запорных пар клапанов постоянно совершенствуются. Решению проблемы герметизации должно способствовать создание высокоинформативных систем НК и ТД, к которым отнесется разработанный на кафедре АСЭУ помехоустойчивый ЦСИ с непрерывным лазером. Данная система показала свои возможности при контроле неполноты прилегания рабочей пластины к седлу в экспериментальной модели клапана с акустическим и пульсационным возбуждением (рис. 1).

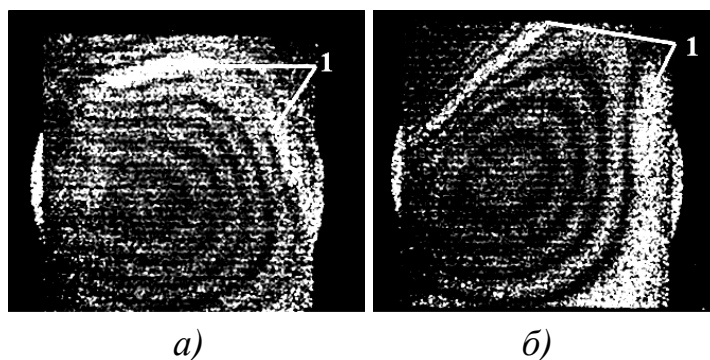


Рис. 1 Характерный вид спекл-интерферограмм резонансных форм колебаний рабочей пластины пневмоклапана на частотах: а) 293 Гц, б) 725 Гц, (1 - узловая полоса)

Из рис. 1 видно, что выделенные формы колебаний применяющейся здесь прямоугольной рабочей пластины соответствуют формам колебаний круглой мембраны, закрепленной по периметру. Важным на рис. 1 является наличие разрывов в узловых полосах 1, которые выявляют места расположения зазоров. Однако такая методика определения разгерметизации хорошо работает в конструкциях клапанов, у которых отсутствует люфт в креплении рабочей пластины и которая, в свою очередь, имеет малые жесткостные характеристики [7]. Расширению возможностей ЦСИ будет способствовать оснащение его лазерным визуализатором структуры протекающего потока газа, основанным на упругом рассеянии излучения на частицах, специально вводимых в газовую среду (метод лазерного «ножа»). На рис. 2 показан пример визуализации газовых потоков, возникающих на начальном этапе разгерметизации серийно выпускаемого клапана.



Рис. 2. Визуализация структуры газового потока в начальный момент открывания клапана: а) режим многоструйного истечения при расходе воздуха ≤ 4 л/мин; б) режим возбуждения автоколебаний рабочей пластины при расходе воздуха ≈ 6 л/мин

3. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЙ РАБОЧИХ ПЛАСТИН СЕРИЙНОГО ПНЕВМОКЛАПАНА

На примере широкоапертурного двухстворчатого пневмоклапана дренажного типа показаны возможности оперативного анализа динамических характеристик рабочих пластин с помощью помехоустойчивого ЦСИ с непрерывным лазером и доплеровских виброметров фирмы Polytec с одиночным зондирующим пучком (типа PDV-100), а также трехкомпонентными сканирующими пучками (типа PSV-400-3D).

Применение ЦСИ для определения вибрационных характеристик клапана в условиях люфтовых смещений соединительных элементов стало возможным за счёт использования разработанного программного метода помехоустойчивости виброметрического интерферометра, а также установки клапана с такой ориентацией в пространстве, когда случайные смещения колеблющихся на резонансных частотах рабочих пластин минимальны. Такая ориентация клапана соответствовала вертикальному расположению рабочих пластин с горизонтально направленной соединительной осью рис. 3.

Однако переход к ориентации клапана с вертикально направленной соединительной осью привел к снижению контрастности получаемых спекл-интерферограмм и затруднению в интерпретации регистрируемых форм резонансных колебаний рис. 4. Это связано с ограничениями применяемого ЦСИ, позволяющего определять лишь такие виброперемещения, которые совпадают с нормалью к исходной поверхности пластины.

С помощью виброметра PDV-100 было установлено, что для левой и правой пластин клапана при их пульсационном возбуждении и заданной ориентации имеется близкая по значению резонансная частота на уровне 75 Гц. Применение сканирующего виброметра в условиях возбуждения

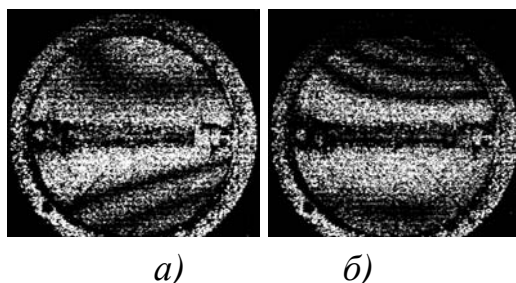


Рис. 3. Изменение спекл-интерферограмм резонансной формы колебаний рабочих пластин на частоте 669 Гц при подаче расхода Q проходящего газа: а)- $Q = 0$; б)- $Q = 4,7$ л/мин

пневмоклапана пьезокерамическим вибратором также подтвердило наличие близкой по значению резонансной частоты, соответствующей 78,1 Гц. Это позволило произвести виртуальное объединение рабочих пластин в единую тарель и получить наглядные картины фаз её резонансных колебаний (рис. 5).

Из рисунка видно, что максимальный уровень виброперемещений соответствовал координате Y , т.е. происходил вдоль соединительной оси клапана. По оси Z колебания имели максимальный уровень виброперемещений лишь в верхней части тарели.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Исследование деформационных перемещений проводилось на специально созданном устройстве в виде прямоугольной дюралевой пластины (объект исследования), жестко закрепленной по периметру в массивной металлической рамке. Прогиб в виде выпучивания пластины создавался при помощи микрометрического винта, установленного с обратной стороны объекта. Характерный вид полученных спекл-интерферограмм представлен на рис. 6. Как видно, ограничивающим фактором является увели-

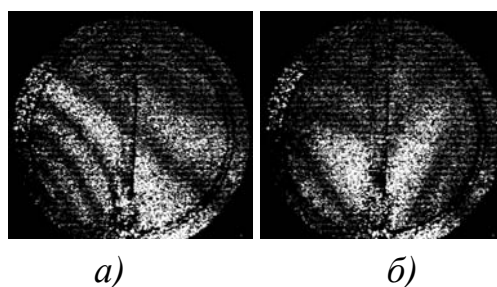


Рис. 4. Изменение спекл-интерферограмм резонансных форм колебаний рабочих пластин клапана на частоте 610 Гц при подаче расхода Q газа: а) $Q = 0$; б) - 6,5 л/мин

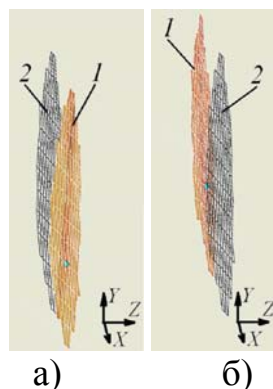


Рис. 5. Крайние положения а), б) виброперемещений тарели 1 относительно её исходной позиции 2

чение числаи плотности полос на интерферограммах при возрастании величины перемещения (рис. 6б).

Для расширения диапазона величин контролируемых деформационных перемещений пластины использовался измерительный комплекс «ARAMIS», работающий на методе корреляции цифровых изображений.

Исследования показали, что применение данного комплекса становится оправданным при величинах перемещений, превышающих 25-30 мкм, когда эффектом зашумленности графиков прогиба (рис. 7) от случайных воздействий можно пренебречь.

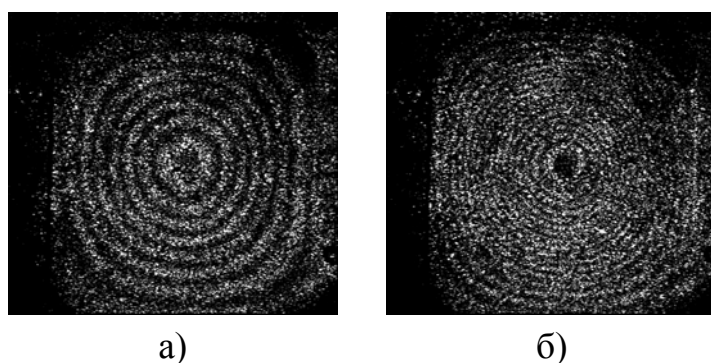


Рис. 6. Спекл-интерферграммы нагруженной дюралевой пластины: а) максимальное перемещение на уровне 2,5 мкм, б) - ≈ 5 мкм

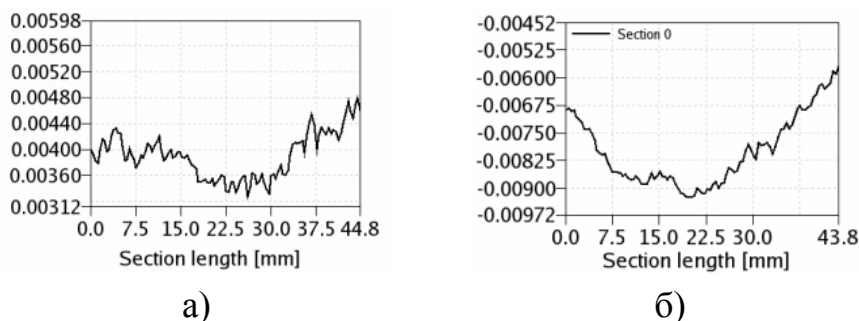


Рис. 7. Экспериментальные графики кривой прогиба фрагмента пластины для двух смещений микрометрического винта а) 10 мкм и б) 30 мкм

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Испытания подтвердили метрологические возможности лазерной системы диагностики на основе помехоустойчивых стационарного и мобильного ЦСИ, что обосновывает их применение для исследования вибрационно-деформационных процессов в реальных конструкциях.

Совмещение ЦСИ с лазерным визуализатором структуры потоков позволяет расширить возможности контроля герметичности клапанов и определения момента перехода их в режим автоколебаний.

Полученные с помощью сканирующего доплеровского виброметра картины виброперемещений способствуют более полному анализу интерферограмм форм резонансных колебаний рабочих пластин клапана, регистрируемых с помощью ЦСИ.

Совместное применение ЦСИ и измерительного комплекса «ARAMIS» позволяет многократно расширить диапазон величин измеряемых деформационных перемещений элементов конструкций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ткаченко С. И., Ткаченко О. А., Самсонов В. Н. Методы экспериментальной отработки прочности конструкций летательных аппаратов: учеб. пособие. Самара: СГАУ, 2007, 194 с.
2. Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник/ Под ред. В. В. Клюева. – М.: Машиностроение, 2005, 656 с.
3. Экспериментальная механика: В 2-х книгах./ Под. ред. А. Кобаяси. - М.: Мир, 1990, книга 1 – 616 с; книга 2 – 552 с.
4. Владимиров А. П. Динамическая спекл-интерферометрия деформируемых тел. Екатеринбург: УрО РАН, 2004, 250 с.
5. *Применение помехоустойчивого цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером для неразрушающего контроля и диагностики конструкций/ А. Б. Прокофьев, О. А. Журавлёв, Т. Б. Миронова, А. И. Жужукин, Р. Н. Сергеев// Тез. докл. XIX Всероссийской н.-т. конференции по неразрушающему контролю и технической диагностике. – М.: Изд. Дом «Спектр», 2011. – С. 408-409.*
6. Гладков А. В., Соляников В. А., Жужукин А. И. *Применение мобильного цифрового спекл-интерферометра для исследования вибрационных характеристик конструкции ГТД во внестендовых условиях// Сб. трудов Междун. н.-т. форума, посвященного 100-летию ОАО «Кузнецов» и 70-летию СГАУ. Том 2, Междун. н.-т. конференция с участием молодых учёных «Динамика и виброакустика машин». – Самара: Изд-во СГАУ, 2012. – С. 280-281.*
7. *Исследования влияния характера эксплуатации рабочей пластины клапана на её вибрационные характеристики/ О.А. Журавлев, Р.Н. Сергеев, Ю.В. Харчикова// Международная молодежная конференция, посвященная 50-летию первого полета человека в космос «Королевские чтения». – Самара: СГАУ, 2011. – С. 148.*

АТОМ-ПОЛЕВОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ В МНОГОФОТОННЫХ МОДЕЛЯХ ТАВИСА-КАММИНГСА

Е.Ю. Сочкова, Е.Г.Мангулова

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: sochkova-elena@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе мы исследуем динамику квантовой двухатомной моделью Джейнса - Каммингса с константой взаимодействия, зависящей от интенсивности поля с использованием линейной атомной энтропии и посредством анализа асимптотическое поведение вектора состояния. Найдены возможные состояния, при которых система, первоначально находясь в чистом распутанном состоянии, во время процесса развития возвращается в эти состояния. Получены условия и времена распутывания системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовое перепутывание играет определяющую роль в квантовой информатике, физики квантовых вычислений и квантовых коммуникациях, а также в квантовой криптографии. В последнее время особое внимание в физике квантовых вычислений уделялось исследованиям атом-полевого перепутывания в моделях типа Джейнса - Каммингса (МДК). Это связано с тем, что двухуровневые атомы и ионы в магнитных ловушках, для описания которых используются указанные модели, в настоящее время рассматриваются в качестве возможных физических устройств, на которых могут быть реализованы логические элементы квантовых компьютеров [1].

Исследование атом - полевого перепутывания для модели Джейнса - Каммингса было инициировано Фениксом и Найтом [2] и Ги-Банаклоче [3]. Результаты работ [2] и [3] были позже обобщены на случай двухатомных МДК с различными типами переходов (см. ссылки в [4]). Многоатомная МДК в квантовой оптике часто называется моделью Тависа-Каммингса (МТК).

Хорошо известно, что в двухфотонных процессах должны быть учтены эффекты, связанные с зависимостью константы атом-полевого взаимодействия от интенсивности поля. В данной работе мы исследуем динамику атом-полевого перепутывания в двухатомной модели МТК с зависящей от интенсивности константой взаимодействия. Рассмотрение проведено для случая, когда поле в начальный момент времени находится в когерентном состоянии с большим средним числом фотонов в моде. Перепутывания изучено как с помощью анализа полной волновой функции полной системы, так и путем вычисления линейной атомной энтропии. Главной целью – найти такие начальные состояния атомной подсистемы, при которых наблюдается распутывание атом - полевого системы на определенных временах, и провести оценку времен распутывания. Это важно при выборе начальных атомных состояний систем кубитов, используемых для квантовых вычислений. Выбор подходящих начальных состояний позволит уменьшить вероятность распутывания состояний атомов и поля и тем самым в большей степени контролировать квантовые корреляции в системе.

2. МОДЕЛЬ И ЕЕ ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ

Рассмотрим одномодовое поле, резонансно взаимодействующее с двумя идентичными двухуровневыми атомами с константами взаимодействия, зависящими от интенсивности поля. Гамильтониан взаимодействия данной системы можно представить в следующем виде

$$H_{int} = \hbar g \sum_{i=1}^2 \left(\sqrt{a^+ a} \sigma_i^- + \sigma_i^+ a \sqrt{a^+ a} \right), \quad (1)$$

где $a^+(a)$ - операторы рождения (уничтожения) фотонов, $\sigma_i^+ = |+\rangle_{ii}\langle -|$ и $\sigma_i^- = |-\rangle_{ii}\langle +|$ - атомные операторы перехода, $|-\rangle_i$ и $|+\rangle_i$ - основное и возбужденное состояния i -го двухуровневого атома ($i = 1, 2$) соответственно. Величина g с оператором $\sqrt{a^+ a}$ играют роль интенсивно зависимой константы взаимодействия между атомом и полем.

Будем предполагать, что атомы в начальный момент времени приготовлены в суперпозиции произвольных чистых состояний, а поле – в когерентном состоянии. Полная волновая функция атом-полевого системы в начальный момент времени может быть представлена как

$$|\Psi(0)\rangle = (c_1|+,+\rangle + c_2|+,-\rangle + c_3|-,+\rangle + c_4|,-,-\rangle)|\nu\rangle, \quad (2)$$

где c_i ($i=1,2,3,4$) коэффициенты, удовлетворяющие условию нормиров-

ки, и $|\nu\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle$ – когерентное состояние. Здесь коэффициенты F_n

есть $F_n = \exp(-\bar{n}/2) \frac{\bar{n}^{n/2}}{\sqrt{n!}} e^{i\varphi}$, где $\nu = \bar{n}^{1/2} e^{i\varphi}$, $\bar{n} = |\nu|^2$ среднее число фото-

нов в моде и φ фаза поля. Точное решение уравнения Шредингера для волновой функции при начальных условиях (2) для модели с гамильтонианом (1) имеет вид:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n [X_{1n}(t)|+,+;n\rangle + X_{2n}(t)|+,-;n+1\rangle + \\ + X_{3n}(t)|-,+;n+1\rangle + X_{4n}(t)|,-,-;n+2\rangle]. \quad (3)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$X_{1n}(t) = \frac{(n+2)^2 + (n+1)^2 \cos(2\Omega_n t)}{2\Omega_n^2} c_1 F_n - i \frac{(n+1) \sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_2 F_{n+1} - \\ - i \frac{(n+1) \sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_3 F_{n+1} - \frac{(n+1)(n+2) \sin^2(\Omega_n t)}{\Omega_n^2} c_4 F_{n+2}, \\ X_{2n}(t) = -i \frac{(n+1) \sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_1 F_n + \cos^2(\Omega_n t) c_2 F_{n+1} - \\ - \sin^2(\Omega_n t) c_3 F_{n+1} - i \frac{(n+2) \sin^2(\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_4 F_{n+2}, \\ X_{3n}(t) = -i \frac{(n+1) \sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_1 F_n - \sin^2(\Omega_n t) c_2 F_{n+1} + \\ + \cos^2(\Omega_n t) c_3 F_{n+1} - i \frac{(n+2) \sin^2(\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_4 F_{n+2}, \\ X_{4n}(t) = - \frac{(n+1)(n+2) \sin^2(\Omega_n t)}{\Omega_n^2} c_1 F_n - i \frac{(n+2) \sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_2 F_{n+1} - \\ - i \frac{(n+2) \sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_3 F_{n+1} + \frac{(n+1)^2 + (n+2)^2 \cos^2(\Omega_n t)}{2\Omega_n^2} c_4 F_{n+2},$$

где $\Omega_n = \sqrt{[2n(n+3)+5]}/2$.

Используя вектор состояния (3), можно вычислить вероятности $W_{++}(t)$ и $W_{--}(t)$ нахождения обоих атомов в возбужденном и основном состояниях, соответственно.

Например, вероятность $W_{++}(t)$ определяется выражением

$$W_{++}(t) = \sum_n |X_{1n}(t)|^2. \quad (4)$$

Вероятность (4) испытывают быстрые колебания на частотах $2\Omega_n$ и $4\Omega_n$. Интерференция с различным числом фотонов приводит к восстановлению и распаду осцилляций Раби для вероятностей, так же как и в случае обычной однофотонной МДК. В отличие от обычной МДК в нашем случае имеются две частоты осцилляций Раби. Проведем оценку периода возрождений осцилляций. При наличии двух частот колебаний $2\Omega_n$ и $4\Omega_n$ в выражении (4) восстановление осцилляций Раби имеет место при условиях

$$|2\Omega_{n+1}^- - 2\Omega_n^-| T_{1R} = 2\pi k, \quad |4\Omega_{n+1}^- - 4\Omega_n^-| T_{2R} = 2\pi m, \quad (5)$$

где k и $m = 0, 1, 2, \dots$. Для относительно высокой интенсивности когерентного поля ($\bar{n} \gg 1$) формулы (5) могут быть записаны, как $gT_{1R} = \pi k$ и $gT_{2R} = \pi m / 2$. Таким образом, у нас есть две серии восстановления осцилляций Раби для вероятностей с периодами T_{1R} и T_{2R} .

3. ЭВОЛЮЦИЯ ВЕКТОРА СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ

В первом разделе было получено точное выражение для вектора состояния (3) нашей системы. Используя это решение возможно получить аналитические результаты для атом-полевого перепутывания. Покажем, что для атомов, пиготовленных в некоторых чистых распутанных состояниях, волновая функция в некоторый момент времени может быть представлена как произведение атомной и полевой частей. Мы полагаем, что поле первоначально находится в когерентном состоянии высокой интенсивности, поэтому исследуем временное поведение собственных векторов полуклассического гамильтониана взаимодействия. Полуклассический гамильтониан взаимодействия для рассматриваемой модели

$$H_{SC} = \hbar g |\nu| \sum_{i=1}^2 (\nu^* \sigma_i^- + \nu \sigma_i^+).$$

Его собственные значения и собственные векторы есть

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \pm 2g |\nu|^2, \quad \lambda_{3,4} = 0, \\ |\Phi_1\rangle &= \frac{1}{2} [e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle + e^{i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle)], \\ |\Phi_2\rangle &= \frac{1}{2} [e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle - e^{i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle)], \\ |\Phi_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [-e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle], \quad |\Phi_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|+,-\rangle - |-,+\rangle]. \end{aligned} \quad (6)$$

Теперь рассмотрим динамику модели (1) со специальными начальными условиями. Пусть атомы в начальный момент времени приготовлены в любом из собственных значений полуклассического гамильтониана (6), а поле – в когерентном состоянии с большим средним числом фотонов в моде $\bar{n} \gg 1$, т.е. $|\Psi(0)\rangle = |\Phi_i\rangle |\nu\rangle$ ($i=1,2,3,4$). Используя технику, развитую в [4], получаем асимптотические формулы

$$|\Phi_1\rangle |\nu\rangle \rightarrow \frac{1}{2} \{ e^{-4igt} e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle + e^{-2igt} e^{-i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \} \times \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle e^{-i2\Omega_n t}, \quad (7)$$

$$|\Phi_2\rangle |\nu\rangle \rightarrow \frac{1}{2} \{ e^{4igt} e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle - e^{2igt} e^{-i\varphi} (|+,-\rangle - |-,+\rangle) \} \times \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle e^{i2\Omega_n t}, \quad (8)$$

$$|\Phi_3\rangle |\nu\rangle \rightarrow |\Phi_3\rangle |\nu\rangle, \quad |\Phi_4\rangle |\nu\rangle \rightarrow |\Phi_4\rangle |\nu\rangle, \quad (9)$$

где $\Omega_n \approx n$. Наиболее интересной является динамика состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$. Из (8), (9) видно, что атомная система, приготовленная в $|\Phi_1\rangle$ или $|\Phi_2\rangle$, не вернется в исходное состояние не при каких временах. Но атомные состояния (7) и (8) точно совпадают в момент времени

$$t_1 = (2k+1)T_{1R} / 4,$$

где k - целое число. Это означает, что распутывание для атомной и полевой подсистем происходит в момент времени t_1 , если только атомная система в начальный момент времени представляет собой линейную суперпозицию двух состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$, таких как A -состояние

$$|\Psi_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+, -\rangle + |-, +\rangle) = e^{2i\varphi} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi_1\rangle - |\Phi_2\rangle)$$

или B -состояние

$$|\Psi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{4i\varphi} |+, +\rangle + |-, -\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi_1\rangle + |\Phi_2\rangle).$$

Кроме того, состояния поля в (7) и (8) точно совпадают для времен

$$t_2 = k\pi / 2g = kT_{2R}, \quad k = 1, 2, \dots$$

В результате, имеется две серии времен распутывания атом-полевого перепутывания для атомов, в начальный момент времени находящихся в состоянии $|\Psi_S\rangle$ или $|\Psi_B\rangle$. Из (3) можно также видеть, что для любых начальных состояний атомов распутывание имеет место при выполнении условий $|\Omega_{n+2} - \Omega_{n+1}|t = 2\pi k, |\Omega_{n+1} - \Omega_n|t = 2\pi k$.

Для большого числа фотонов в моде $\bar{n} \gg 1$ эти соотношения выполняются для времен $t_3 = (\pi / g)k = T_{1R}k$, где k -целое число.

4. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ АТОМНОЙ ЭНТРОПИИ

Полученные выше выводы о динамике атом-полевого перепутывания могут быть также проверены с помощью исследования линейной атомной энтропии. Линейная атомная энтропия может служить для оценки степени перепутывания систем и определяется как $S = 1 - \text{Tr}(\rho_{AT}^2)$, где $\rho_{AT} = \text{Tr}_F(|\Psi\rangle\langle\Psi|)$. В случае, когда $S = 0$, атом-полевая система находится в распутанном состоянии, случай а энтропия $S = 3/4$ соответствует максимальной степени перепутывания.

Динамика линейной атомной энтропии S представлена на рис. 1 для различных начальных состояний атома и когерентного поля большой интенсивности. На рис. 1а) представлено поведение линейной атомной энтропии для начального атомного состояния типа состояния A (или B). Из распутывания. На рис. 1б) показано поведение энтропии для начального состояния $|+, +\rangle$ (или любого другого состояния, не совпадающего с A или B). В этом случае имеется всего одна серия времен распутывания. Таким образом, результаты численного моделирования полностью подтверждают выводы, сделанные на основе анализа асимптотического поведения полной волновой функции.

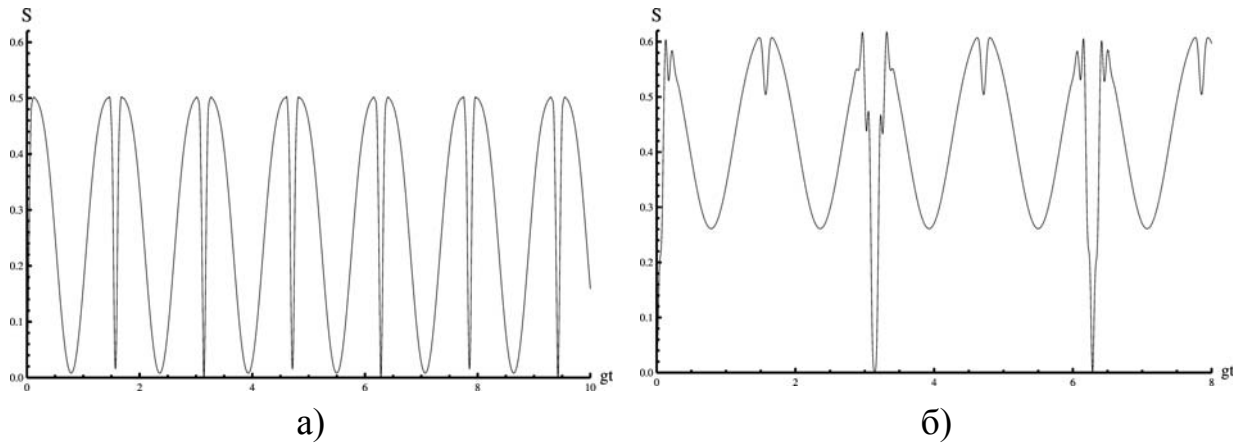


Рис. 1. Поведение линейной атомной энтропии для начальных атомных состояний: (a) $\sqrt{12}|+, -\rangle + |-, +\rangle$ и (b) $|+, +\rangle$. Начальное число фотонов $\bar{n} = 30$ и фаза когерентного состояния $\varphi = 0$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены следующие результаты

- 1) Найдено точное решение для двухатомной МТК с константами взаимодействия атомов с полем, зависящими от интенсивности поля.
- 2) Найдены начальные состояния атомов, для которых вероятность распутывания состояний атомов и поля минимальна. Использование определенных начальных атомных состояний для кубитов в резонаторе или в магнитной ловушке позволяет контролировать степень атом-полевого перепутывания или атом-фононного (в случае ионов в магнитных ловушках) перепутывания.
- 3) Проведена оценка времен распутывания на основе анализа асимптотического поведения полной временной волновой функции системы компьютерного моделирования линейной атомной энтропии

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schumacker D., Westmoreland M.D. Quantum Processes, Systems, and Information. New York: Oxford University Press, 2010, 469 p.
2. Phoenix S.J.D., Knight P.L. Establishment of an entangled atom-field state in the Jaynes-Cumming model // Phys. Rev. A, 1991, V.44, P. 6023 - 6029.
3. Gea-Banacloche J. Collapse and revival of the state vector in the Jaynes-Cummings model // Phys. Rev. Lett., 1990, V.65, P. 3385 - 3388.

4. Bashkirov E.K., Rusakova M.S. Entanglement for two-atom Tavis-Cummings model with degenerate two-photon transitions in the presence of the Stark shift // *Optik*, 2012, V.123, P. 1694-1699.

МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ И ФИЛЬТРАЦИИ СИНТЕЗИРОВАННЫХ И ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ

Л.А. Поршнева, П.А. Черёмхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

(115409, г. Москва, Каширское ш., 31)

e-mail: holo@pico.mephi.ru

АННОТАЦИЯ

Создана экспериментальная установка по записи цифровых голограмм Френеля с числом отсчётов до 2048×2048 отсчётов. Проведено сравнение и отбор методов численного восстановления синтезированных и записанных в реальных условиях цифровых голограмм Френеля. С учётом полученных результатов проведён отбор методов численной фильтрации синтезированных и цифровых голограмм Френеля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Понятие «цифровая голография» включает в себя регистрацию интерференционной картины от объектной и опорной волн на цифровой фоторегистратор в виде матрицы чисел, методы математической реконструкции и преобразования зарегистрированных волновых полей, а также цифровую пост-обработку голограмм перед их использованием. Полученная таким образом голограмма называется «цифровой голограммой» [1].

Компьютерная голография – раздел голографии, включающий численный синтез голограмм и их оптическое восстановление [2]. Полученные голограммы называются «компьютерными» или «синтезированными».

Основным информационным ограничением цифровых голограмм является число элементов регистрирующего фотоприёмника. Необходимость пространственного отделения информативного «+1» дифракционного порядка, содержащего восстановленное изображение объекта, от неинформативных «0» и «-1» при восстановлении цифровых голограмм приводит к дополнительному уменьшению числа элементов разрешения в регистрируемом изображении объекта не менее чем в 4 раза. На преодоление этого дополнительного уменьшения числа элементов разрешения направлены

методы численного подавления неинформативных дифракционных порядков при восстановлении цифровых голограмм.

Помимо этого, к настоящему времени предложено значительное количество методов численного восстановления цифровых голограмм [3,4]. Поэтому на первой стадии необходимо было провести отбор методов численного восстановления, дающих наилучшие результаты для цифровых голограмм Френеля, записанных на созданной экспериментальной установке, а на второй стадии – отбор методов фильтрации. Предварительные отборы методов удобнее и быстрее проводить с использованием синтезированных голограмм, предоставляющих большие выборки.

Таким образом, в данной работе были проведены численная и экспериментальная апробация различных методов численного восстановления и фильтрации цифровых и синтезированных голограмм Френеля для подавления нежелательных дифракционных порядков.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки, использовавшейся для записи цифровых голограмм Френеля, представлена на рис. 1. Установка позволяет записывать цифровые голограммы Френеля «плоских» объектов и объёмных сцен с разрешением $9 \times 9 \text{ мкм}^2$ и числом отсчётов до 2048×2048 для сцен глубиной до 480 мм, на расстояниях $700 \div 1400 \text{ мм}$.

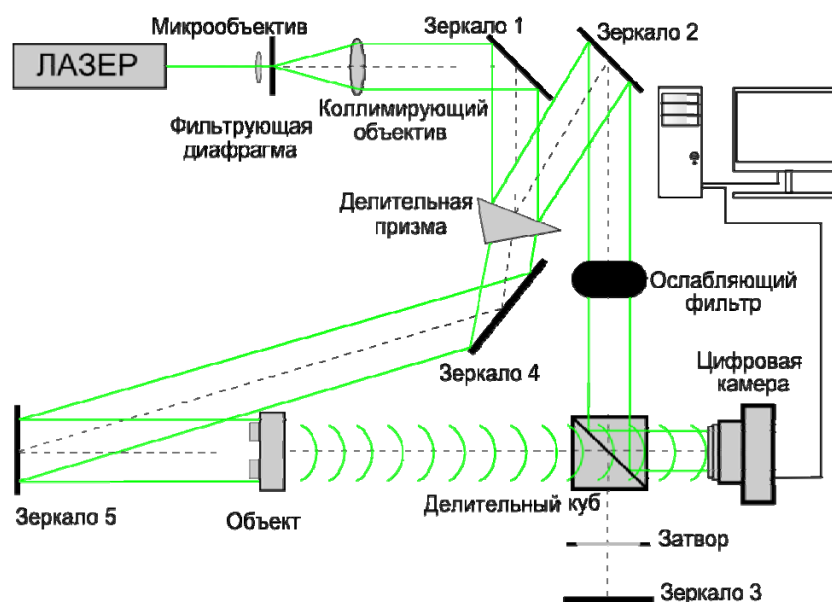


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по записи цифровых голограмм Френеля в режиме «на просвет»

В ходе экспериментов на описанной установке выполнялась запись цифровых голограмм в режимах освещения объектов «на просвет» и «на отражение». Период полос регистрируемых интерференционных картин составлял $3 \div 5$ отсчетов голограммы ($27 \div 45$ мкм). Длина волны излучения составляла 532 нм.

3. СРАВНЕНИЕ И ОТБОР МЕТОДОВ ЧИСЛЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ СИНТЕЗИРОВАННЫХ И ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ

Были отобраны, программно реализованы и применены для синтеза и восстановления цифровых голограмм Френеля различные методы: 1) свёртка импульсного отклика системы с ограничивающей функцией sinc (ОФ) [5], 2) прямой расчёт (ПР) [1], 3) распространение углового спектра (УС) [6], 4) распространение углового спектра для зоны дифракции Френеля (УСФ) [1], 5) свёртка с импульсным откликом системы для зоны дифракции Френеля (СФ) [1], 6) расчёт через фрактальное фурье-преобразование (ФрФП) [7]. Каждым из указанных методов рассчитывалось световое поле, к нему добавлялась опорная волна. Синтезированные таким образом голограммы численно восстанавливались. Условия синтеза голограмм соответствовали экспериментальным условиям записи цифровых голограмм Френеля. По результатам численных экспериментов типичные значения нормированного среднеквадратического отклонения (НСКО) восстановленного с голограммы изображения объекта от исходного [8] составили: $0,3 \div 0,7$ (ОФ), $0,004 \div 0,07$ (ПР), $0,2 \div 0,7$ (УС), $0,2 \div 0,7$ (УСФ), $0,2 \div 0,7$ (СФ) и $0,001 \div 0,03$ (ФрФП).

Затем было численно восстановлены записанные на экспериментальной установке цифровые голограммы методами ПР и ФрФП, давшими лучшие результаты при восстановлении синтезированных голограмм. Качество изображений, восстановленных методом ФрФП, ниже, чем методом ПР. По всей видимости, это связано с тем, что метод ФрФП более чувствителен к шумам, отсутствующим при численном синтезе и восстановлении, что привело к «двоению» объектов на восстановленных изображениях.

Таким образом, далее для синтеза и восстановления голограмм использовался только метод ПР, показавший наилучшие результаты при чис-

ленном восстановлении как синтезированных (наравне с методом ФрФП), так и цифровых голограмм Френеля.

4. СРАВНЕНИЕ И ОТБОР МЕТОДОВ ЧИСЛЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СИНТЕЗИРОВАННЫХ И ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ

Для фильтрации цифровых голограмм Френеля с целью подавления нежелательных порядков дифракции были отобраны, программно реализованы и применены девять методов, описанных в литературе. Эти методы могут быть объединены в несколько групп:

1. Фильтрация в пространственной плоскости вычитанием из голограммы: её среднего значения (СЗ) [9]; средних значений по группам элементов голограммы (ГЭ) [9]; значений, полученных медианной фильтрацией голограммы (МФ).
2. Фильтрация в частотной плоскости: выбором области обнуления частот (ВО) [10]; обнулением частот по порогу (ОЧП) [11]; вычислением лапласиана (ВЛ) [12]; использованием оконного фильтра (ОФ₁ [13], ОФ₂ [14]).
3. Нелинейная фильтрация по квадрантам в частотной плоскости (НФК) [15].

Методом ПР рассчитывалось световое поле от объекта в плоскости голограммы, к нему добавлялась опорная волна. Далее к полученной синтезированной голограмме применялись приведённые методы подавления нежелательных порядков дифракции, и она численно восстанавливалась. Условия синтеза голограмм соответствовали экспериментальным условиям записи цифровых голограмм Френеля. Объектом при синтезе голограмм являлось изображение размером 256×256 отсчётов, представленное на рис. 1а, помещённое в левый верхний угол поля размером 512×512 отсчётов. При синтезе расстояние от объекта до голограммы принималось равным 0,47 м, длина волны излучения - 532 нм, размер элемента по объекту - 54 мкм. Результаты восстановления изображения объекта с синтезированной голограммы без фильтрации порядков дифракции приведено на рис. 2б. На рисунке видны «+1» (изображение объекта) и частично «-1» и «0» порядки дифракции. Результаты восстановления изображения объекта с синтезированной голограммы, отфильтрованной от нежелательных порядков дифракции различными методами, представлены на рис.2 в-л:

ВО (рис. 2в), МФ (рис. 2г), СЗ (рис. 2д), ОЧП (рис. 2е), ОФ₁ (рис. 2ж), ОФ₂ (рис. 2з), ГЭ (рис. 2и), ВЛ (рис. 2к), НФК (рис. 2л). Для наглядности яркость и контрастность изображений, приведённых на рис.2б, л, изменена. Величины НСКО восстановленных с отфильтрованных голограмм изображений объекта от исходного составили: 0,31 (ВО); 0,39 (МФ); 0,42 (СЗ); 0,42 (ОФ₁); 0,67 (ОФ₂); 0,71 (ГЭ); 0,87 (ВЛ); 0,99 (НФК).

Для фильтрации записанных цифровых голограмм Френеля были отобраны методы ВО, МФ, ОЧП, ОФ₁ и СЗ, показавшие наилучшие результаты в численных экспериментах с синтезированными голограммами. Различие в величинах НСКО для изображений объектов, восстановленных с отфильтрованных синтезированных голограмм, для этих методов незначительно (0,31÷0,42) и уровень подавления нежелательных дифракционных порядков визуально почти идентичен. Поэтому для окончательного отбора методов выполнялась фильтрация реальных цифровых голограмм.

На рис. 3а приведён пример фрагмента восстановленного изображения объекта с цифровой голограммы 2048×2048 отсчётов без использования фильтрации. Расстояние от объекта до голограммы равнялось 1,01 м.

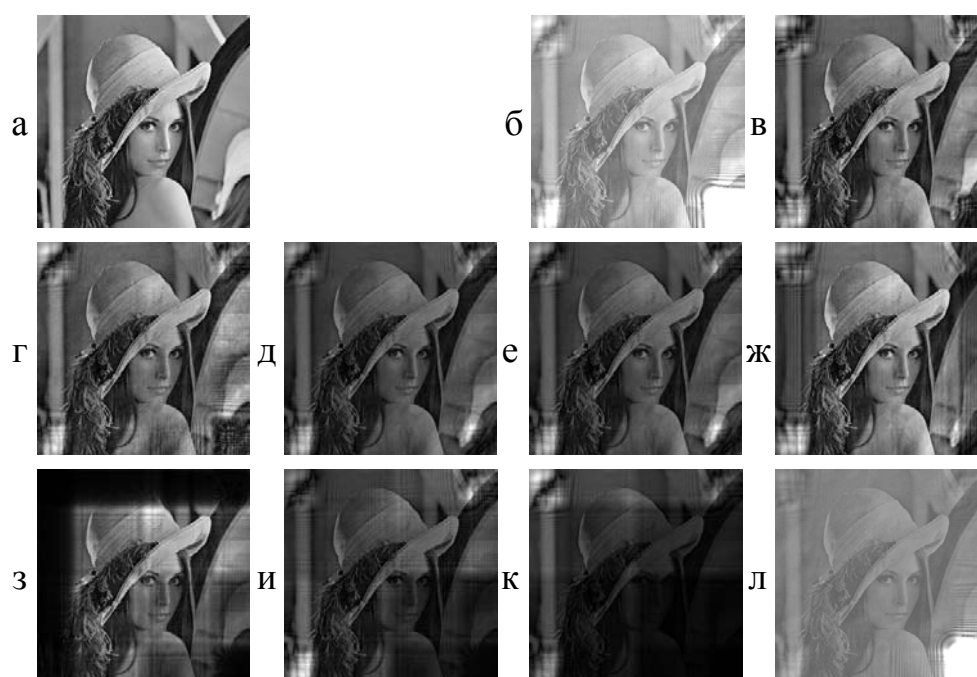


Рис. 2. Исходное изображение объекта (а) и восстановленные с синтезированной голограммы изображения без фильтрации (б) и после фильтрации дифракционных порядков различными методами: ВО (в), МФ (г), СЗ (д), ОЧП (е), ОФ₁ (ж), ОФ₂ (з), ГЭ (и), ВЛ (к), НФК (л)

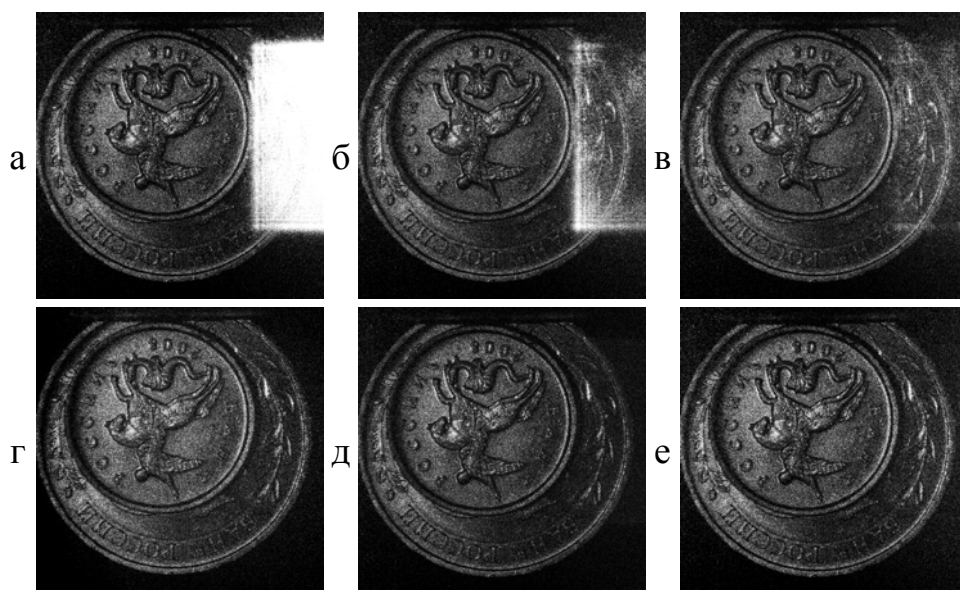


Рис. 3. Восстановленные с цифровой голограммы изображения объекта без фильтрации (а) и с использованием различных методов фильтрации дифракционных порядков: СЗ (б), ОЧП (в), ОФ₁ (г), МФ (д), ВО (е)

На рисунке видны «+1» и частично «0» порядки дифракции. Результаты восстановления изображения объекта с той же голограммы после применения указанных методов фильтрации представлены на рис. 3б-е: СЗ (рис. 3б), ОЧП (рис. 3в), ОФ₁ (рис. 3г), МФ (рис. 3д), ВО (рис. 3е).

Представленные результаты являются типичными для различных голограмм, использованных в экспериментах. Методы СЗ и ОЧП обеспечили лишь частичное подавление «0» порядка. Лучшие результаты при фильтрации цифровых голограмм продемонстрировали методы ОФ₁, МФ и ВО.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате численной и экспериментальной апробации 6 методов численного восстановления для синтезированных и цифровых голограмм даёт метод прямого расчёта дифракции Френеля. При апробации 9 методов подавления нежелательных дифракционных порядков получено, что наилучшие результаты для синтезированных и цифровых голограмм дают методы, использующие обнуление области пространственных частот, медианную фильтрацию голограммы и оконный фильтр.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Juptner W., Schnars U. Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2005, 164 с.

2. Волков А.В., Головашкин Д.Л., Досколович Л.Л. и др. Методы компьютерной оптики / Под ред. В. А. Сойфера: Учеб. для вузов. 2-е изд., испр. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003, 688 с.
3. Stern A., Javidi B. *Analysis of practical sampling and reconstruction from Fresnel fields* // Opt. Eng., 2004, V. 43, No 1, P.239-250.
4. Verrier N., Atlan M. *Off-axis digital hologram reconstruction: some practical considerations* // Appl. Opt., 2011, V.50, No. 34, H136-H146.
5. Bennink R.S., Powell A.K., Fish, D.A. *An efficient method of implementing near-field diffraction in computer-generated hologram design* // Opt. Commun., 1997, V.141, Issue 3-4, P.194-202.
6. Garcia J., Mas D., Dorsch R.G. *Fractional-Fourier-transform calculation through the fast-Fourier-transform algorithm* // Appl. Optics, 1996, V.35, No.35, P.7013-7018.
7. Mas D., Perez J., Hernandez C., Vazquez C., Miret J.J., Illueca C. *Fast numerical calculation of Fresnel patterns in convergent systems* // Opt. Commun., 2003, V. 227, Issue 4-6, P.245-258.
8. Fienup J.R. *Invariant error metrics for image reconstruction* // Appl.Opt., 1997, V.36, No.32, P.8352-8357.
9. Kreis T. and Juptner W. *Suppression of the dc term in digital holography* // Opt. Eng., 1997, V.36, No.8, P.2357–2360.
10. Cuhe E., Marquet P., Depeursinge C. *Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography* // Appl. Opt., 2000, V.39, No.23, P.4070-4075.
11. Rincon O.J., Amezcua R., Torres Y.M., Agudelo V. *Novel method for automatic filtering in the Fourier space applied to digital hologram reconstruction* // Proc. of SPIE, 2011, V.8082, 80822E.
12. Lie C., Li Y., Cheng X., Liu Z., Bo F., Zhu J. *Elimination of zero-order diffraction in digital holography* // Opt.Eng., 2002, V.41, No.10, P.2434-2437.
13. Ma L., Wang H., Li Y., Zhang H. *Elimination of zero-order diffraction and conjugate image in off-axis digital holography* // J. Mod. Optics, 2009, V.56, No.21, P.2377–2383.
14. Liu W., Du Y., He X. *Digital image processing used for zero-order image elimination in digital holography* // Electrical Engineering and Control, LNEE 98, 2011, P.575–582.
15. Pavillon N., Seelamantula C.S., Kuhn J., Unser M., Depeursinge C. *Suppression of the zero-order term in off-axis digital holography through nonlinear filtering* // Appl. Opt., 2009, V.48, No.34, P.186-195.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРИТРОЦИТОВ НОВОРОЖДЕННЫХ С СИНДРОМОМ ПОЛИОРГАННОЙ НЕДОСТАТОЧНОСТИ С ПОМОЩЬЮ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

А.Ф. Черепко¹, Н.Д. Кундикова², Е.Н. Серебрякова³

¹*Южно-Уральский государственный университет
(454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76)*

²*Институт Электрофизики УрО РАН*

³*Челябинская государственная медицинская академия
e-mail: ay510@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

С помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследована морфология эритроцитов новорожденных с синдромом полиорганной недостаточности и проведена оценка коэффициента сферичности эритроцитов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомно-силовая микроскопия широко используется для исследования биологических объектов, в частности, эритроцитов [1-3]. Эритроциты являются высокоспециализированными клетками, основная функция которых – осуществление транспорта кислорода из легких в ткани и углекислого газа в легкие. Эритроциты имеют двояковогнутую форму, оптимальную для осуществления газообмена, которая позволяет им претерпевать значительную деформацию и проходить через капилляры диаметром 2,5 мкм, при среднем диаметре эритроцита 8 мкм.

Синдром полиорганной недостаточности (СПОН) представляет собой тяжелую неспецифическую стресс-реакцию организма (оксидативный стресс), недостаточность двух и более функциональных систем. Патофизиология СПОН у новорожденных изучена недостаточно [4], поэтому СПОН является актуальной проблемой в неонатологии.

Коэффициент сферичности эритроцитов (K) является параметром, который количественно характеризует интегральную способность эритроцитов к выполнению ими транспортной функции [5].

Цель настоящего исследования — с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) изучить морфологию эритроцитов новорожденных со СПОН и определить коэффициент сферичности эритроцитов.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ЭРИТРОЦИТОВ

В исследование включено 40 новорожденных со СПОН (гестационный возраст от 32 до 37 недель), поступивших в раннем неонатальном периоде в отделение реанимации и интенсивной терапии (ОРИТ) Челябинской детской областной клинической больницы с января по май 2010 года.

Для изучения архитектоники использовался атомно-силовой микроскоп (Solver-PRO, Зеленоград, Россия). На рисунке 1 представлены 3-х мерные изображения эритроцитов новорожденных, полученные с помощью контактного метода АСМ.

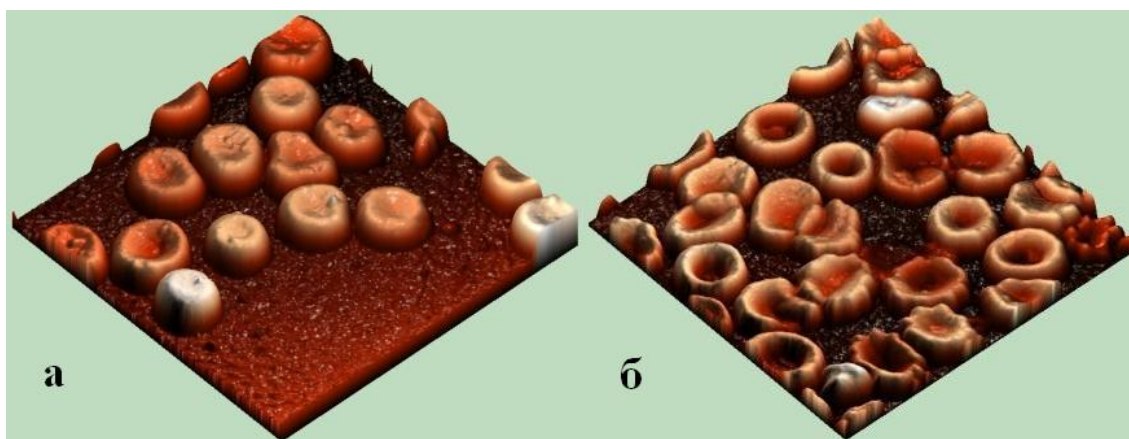


Рис. 1. 3-х мерные АСМ изображения эритроцитов новорожденного Б (а) и новорожденного Н (б). Область сканирования 50 x 50 мкм

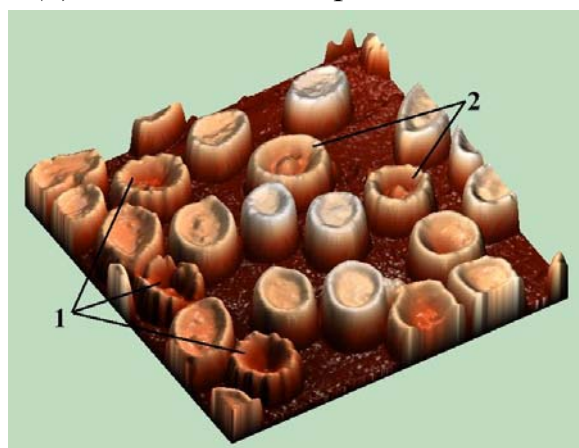


Рис. 2. 3-х мерное АСМ изображение эритроцитов новорожденного А. Область сканирования 50 x 50 мкм. Цифрами обозначены аномалии формы эритроцитов: 1 - эхиноциты 2 – кодоциты

На рисунке 2 представлено трехмерное изображение эритроцитов новорожденного со СПОН, наряду с эритроцитами двояковогнутой формы имеют место различные аномалии формы эритроцитов (эхиноциты, кодочиты, пресферициты).

Из рисунков видно, что морфология эритроцитов новорожденных с синдромом полиорганной недостаточности нарушена. Изменение формы эритроцитов является патогенетическим фактором нарастания тяжести СПОН у новорожденных.

3. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА СФЕРИЧНОСТИ ЭРИТРОЦИТА

С помощью модуля обработки АСМ изображений были получены профили отдельных эритроцитов и вычислен коэффициент сферичности (K). Коэффициент K определяется как среднее значение коэффициентов сферичности отдельных клеток. Коэффициент сферичности отдельной клетки рассчитывается как отношение толщины эритроцита в их центре к толщине на половине радиуса. Этот параметр изменяется в диапазоне от 0,1 до 1,155. Увеличение коэффициента K свидетельствует о приобретении эритроцитами сферической формы, что приводит к нарушению функциональной активности эритроцитов. Получено среднее значение K для 30 эритроцитов в каждом образце.

На рисунке 3а представлено 2-х мерное изображение эритроцитов, график на рисунке 3б показывает профиль эритроцита вдоль линии, изображенной на рис.3а.

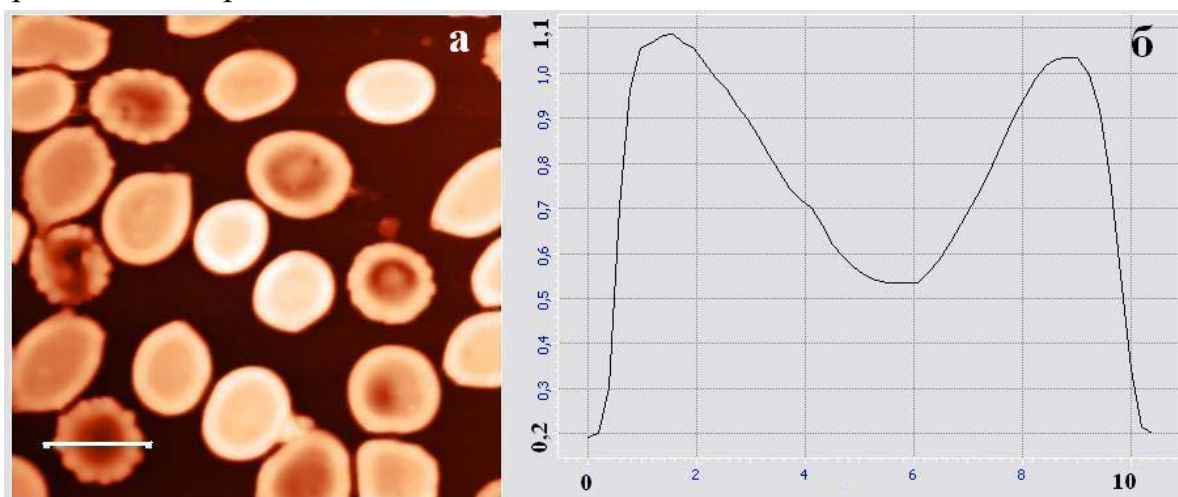


Рис. 3. 2-х мерное АСМ изображение эритроцитов новорожденного A в области сканирования 50×50 мкм (а) и профиль одного эритроцита, размеры по осям даны в микронах (б)

Коэффициент K для обследованных новорожденных со СПОН составил 0,92 (0,87- 0,96), что свидетельствует о преобладании у новорожденных со СПОН эритроцитов, по форме близких к сфероцитарной.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии, наглядно показывают, что архитектура эритроцитов новорожденных с синдромом полиорганной недостаточности нарушена, что является патогенетическим фактором нарастания тяжести СПОН у новорожденных. Среднее значение коэффициента K (0,92) свидетельствует о нарушении функциональной активности эритроцитов. Включение в схемы лечения СПОН у новорожденных методов лечения, улучшающих функцию эритроцитов, позволит снизить длительность пребывания новорожденных в отделениях реанимации и интенсивной терапии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O'Reilly M., McDonnell L., O'Mullane J. *Quantification of red blood cells using atomic force microscopy*// Ultramicroscopy, 2001, V.86, No.1-2, P. 107-112.
2. Dulinska I., Targosz M., Strojny W., Lekka M., Czuba P., Balwierz W., Szymonski M. *Stiffness of normal and pathological erythrocytes studied by means of atomic force microscopy*// J. Biochem. Biophys. Methods, 2006. V.66, No.1-3, P. 1 – 11
3. Nowakowski R., Luckham P., Winlove P. *Imaging erythrocytes under physiological conditions by atomic force microscopy*// Biochimica et Biophysica Acta, 2001, V.1514, No.2, P. 170-176.
4. Александрович Ю.С., Нурмагамбетова Б.К., Пшенисов К.В. *Синдром полиорганной недостаточности у новорожденных*// Анестезиология и реаниматология, 2008, №1, С. 11-13.
5. Новицкий В.В., Рязанцева Н.В., Степовая Е.А. Теория и практика микроскопии эритроцита. Томск: Печатная мануфактура, 2008, 152с.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ ДИНАМИКИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А.А. Бирюков, М.А. Шлеенков

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: biryukov@samsu.ru*

АННОТАЦИЯ

В рамках формализма функционального интегрирования и функционала влияния получено выражение для вероятностей переходов квантовой системы под действием квантового электромагнитного поля. Для проведения численного моделирования вычисление вероятностей квантовых переходов сводится к интегрированию по траекториям действительного функционала, что позволяет применить современные методы численного интегрирования.

1. Научный интерес в настоящее время представляют теоретические и экспериментальные исследования нелинейных процессов в сложных квантовых системах под действием внешних электромагнитных полей. В работах [1,2] наблюдалось явление изотопически-селективной диссоциации многоатомных молекул (BCl_3 , SiF_4 , SF_6) при различных характеристиках CO_2 -лазера. В работах [3,4] исследовалась инфракрасная многофотонная диссоциация молекул трихлорсилана (SiHCl_3) и метилтрифторсилана (SiF_3CH_3). Использование лазерного излучения для разделения изотопов обсуждалось в работе [5]. Эта идея была реализована в работе [6,7]. Особенности диссоциации молекул UF_6 в поле лазера и применение этого явления для разделения изотопов урана обсуждаются в работе [8]. Описание таких процессов методом теории возмущений вызывает затруднения, не описывает адекватно экспериментальные данные.

В данной работе предлагается непертурбативный подход к квантовому описанию эволюции квантовой системы под действием электромагнитного поля. Описание поведения квантовой системы и электромагнитного

поля, с которым она взаимодействует, дается в рамках метода функционального интегрирования. Вероятности квантовых переходов системы представляются как усреднение функционала влияния электромагнитного поля методом функционального интегрирования. Для проведения численного моделирования вероятности переходов квантовой системы представлены интегралами по траекториям от действительного функционала.

2. Рассмотрим многоуровневую квантовую систему, взаимодействующую с электромагнитным полем. Полный гамильтониан системы имеет вид [9]:

$$\hat{H}_{full} = \hat{H}_{syst} + \hat{H}_{field} + \hat{H}_{int},$$

где $\hat{H}_{syst}$ - оператор Гамильтона квантовой системы (атомов, молекул);

$$\hat{H}_{field} = \hbar\Omega_k(\hat{a}_k^+\hat{a}_k + 1/2)$$

- гамильтониан электромагнитного поля, $\hat{a}_k^*$ и $\hat{a}_k$ - операторы рождения и уничтожения моды k электромагнитного поля;

$$\hat{H}_{int} = \hbar g_k \hat{x}(\hat{a}_k^+ + \hat{a}_k)$$

- гамильтониан взаимодействия исследуемой квантовой подсистемы и электромагнитного поля в дипольном приближении, где электромагнитное поле поляризовано вдоль оси x , $\hat{x}$ - оператор координаты частицы квантовой системы, константа взаимодействия g_k :

$$g_k = \frac{q}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\Omega_k}{2\varepsilon_0 V}},$$

где q - заряд частицы квантовой системы, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, V - объем квантования электромагнитного поля.

Уравнение для матрицы плотности системы «вещество+излучение» представляется в виде функционального интеграла [10]:

$$\begin{aligned} \rho_{full}(x_f, \alpha_f, x'_f, \alpha'_f; t) = & \int \mathcal{D}(\alpha(t')) \mathcal{D}(\alpha^*(t')) Dp(t') Dx(t') \frac{d\alpha_{in} d\alpha_{in}^*}{\pi} dx_{in} \times \\ & \times \mathcal{D}(\alpha'(t')) \mathcal{D}(\alpha'^*(t')) Dp'(t') Dx'(t') \frac{d\alpha'_{in} d\alpha'^*_{in}}{\pi} dx'_{in} \times \\ & \times \exp\left[\frac{1}{2}(\alpha^*(t)\alpha(t) + \alpha^*(0)\alpha(0))\right] \exp\left[\frac{i}{\hbar} \int_0^t \{p(t')\dot{x}(t') - \frac{\hbar}{2i}(\alpha^*(t')\dot{\alpha}(t') - \dot{\alpha}^*(t')\alpha(t')) - \right. \\ & \left. - \mathcal{H}_{syst}(p(t'), x(t')) - \mathcal{H}_{field}(\alpha^*(t'), \alpha(t')) - \mathcal{H}_{int}(x(t'), \alpha^*(t'), \alpha(t'))\} dt'\right] \rho(x_{in}, \alpha_{in}, x'_{in}, \alpha'_{in}, t=0) \times \end{aligned}$$

$$\times \exp\left[\frac{1}{2}(\alpha'^*(t)\alpha'(t) + \alpha'^*(0)\alpha'(0))\right] \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \{p'(t')\dot{x}(t') + \frac{\hbar}{2i}(\alpha'^*(t')\dot{\alpha}'(t') - \dot{\alpha}'^*(t')\alpha'(t')) - \right. \\ \left. - \mathcal{H}_{syst}(p'(t'), x'(t')) - \mathcal{H}_{field}(\alpha'^*(t'), \alpha'(t')) - \mathcal{H}_{int}(x'(t'), \alpha'^*(t'), \alpha'(t'))\} dt'\right]. \quad (1)$$

Выражение (1), описывающее эволюции матрицы плотности системы «вещество+излучение», представляет собой функциональный интеграл, вычисление которого требует специальных математических средств.

В работах [10, 11] было показано, что статистическую матрицу плотности исследуемой квантовой системы под действием электромагнитного поля можно представить в виде функционального интеграла:

$$\rho_{syst}(x_f, x'_f; t) = \int \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \int_0^t [p(t')\dot{x}(t') - H_{sist}(p(t'), x(t')) - p'(t')\dot{x}(t') + H_{sist}(p'(t'), x'(t'))] dt'\right\} \times \\ \times F[x(t'), x'(t')] \rho_{syst}(x_{in}, x'_{in}; t=0) Dp(t') Dx(t') Dp'(t') Dx'(t') dx_{in} dx'_{in}, \quad (2)$$

где

$$F[x, x'] = \int_{\alpha_f = \alpha'_f} \int \mathcal{D}(\alpha(t')) \mathcal{D}(\alpha^*(t')) \mathcal{D}(\alpha'(t')) \mathcal{D}(\alpha'^*(t')) \frac{d\alpha_{in} d\alpha_{in}^*}{\pi} \frac{d\alpha'_{in} d\alpha'_{in}^*}{\pi} \frac{d\alpha_f d\alpha_f^*}{\pi} \times \\ \times \rho_{field}(\alpha_{in}, \alpha'_{in}; t=0) \exp\left\{\frac{1}{2}(\alpha^*(t)\alpha(t) + \alpha^*(0)\alpha(0) + \alpha'^*(t)\alpha'(t) + \alpha'^*(0)\alpha'(0))\right\} \times \\ \times \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left[\frac{\hbar}{2i}(\alpha^*(t')\dot{\alpha}'(t') - \dot{\alpha}^*(t')\alpha(t') - \alpha'^*(t')\dot{\alpha}'(t') + \dot{\alpha}'^*(t')\alpha'(t')) - \mathcal{H}_{field}(\alpha^*(t'), \alpha(t')) - \right. \right. \\ \left. \left. - \mathcal{H}_{int}(x(t'), \alpha^*(t'), \alpha(t')) + \mathcal{H}_{field}(\alpha'^*(t'), \alpha'(t')) + \mathcal{H}_{int}(x'(t'), \alpha'^*(t'), \alpha'(t'))\right] dt'\right\} \quad (3)$$

- функционал влияния электромагнитного поля на исследуемую квантовую систему.

В ряде задач необходимо знать вероятности квантовых переходов системы $P(m, t | n, 0)$ из состояния $\varphi_n(x_{in})$ в начальный момент времени $t=0$ в состояния $\varphi_m(x_f)$ в момент времени t . В работах [10, 11] было показано, что, используя (2), они определяются выражением:

$$P(m, t | n, 0) = \int \mathcal{D}(p(t')) \mathcal{D}(x(t')) \mathcal{D}(p'(t')) \mathcal{D}(x'(t')) \varphi_m^*(x_f) \varphi_m(x'_f) F[x(t'), x'(t')] \times \\ \times \exp\left\{\int_0^t \left(\frac{i}{\hbar}(p(t')\dot{x}(t') - \mathcal{H}_{syst}(p(t'), x(t')) - p'(t')\dot{x}(t') + \mathcal{H}_{syst}(p'(t'), x'(t'))\right) dt'\right\} \times \\ \varphi_n^*(x_{in}) \varphi_n(x'_{in}) dx_f dx'_f dx_{in} dx'_{in}. \quad (4)$$

Примечательно, что формула (4) получена вне рамок пертурбативных методов.

Символично выражение (4), удобно представить в виде:

$$P(m, t | n, 0) = \int \varphi_m^*(x_f) \varphi_m(x'_f) \overline{F[x(t'), x'(t')]} \varphi_n^*(x_{in}) \varphi_n(x'_{in}) dx_f dx'_f dx_{in} dx'_{in}. \quad (5)$$

В выражении (5) черта означает функциональное усреднение по траекториям в соответствии с формулой (4).

Заметим, что формулы (1), (2), (5), указывают, что процесс эволюции статистической матрицы плотности и вероятностей перехода системы является процессом с памятью, то есть его принципиально нельзя представить марковским процессом.

Для вычисления статистической матрицы в определенный момент времени t и вероятностей переходов необходимо знать волновые функции $\varphi_n(x)$ квантовых состояний системы и явный вид функционала влияния электромагнитного поля на исследуемую квантовую систему. Явный вид функционала влияния находится путем вычисления функционального интеграла (3). Его явный вид зависит от начальных и конечных состояний электромагнитного поля.

Явный вид функционала влияния одномодового электромагнитного поля частоты Ω , которое в начальный момент времени находилось в чистом когерентном состоянии $|\alpha\rangle$, а конечное состояние которого может быть любым, примет вид:

$$F_k^{\alpha \rightarrow all}[x(\tau), x'(\tau)] = F_k^{vac \rightarrow all}[x(\tau), x'(\tau)] \exp\left[\frac{i}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar \Omega_k \langle n \rangle_k}{2 \varepsilon_0 V}} q \int_0^t (x'(\tau) - x(\tau)) \cos(\Omega_k \tau - \varphi_k) d\tau\right]. \quad (6)$$

Данный функционал влияния факторизуется:

$$F^{\alpha \rightarrow all}[x(\tau), x'(\tau)] = f[x'] f[x], \quad (7)$$

где

$$f[x'(\tau)] = \exp\left[\frac{i}{\hbar} q E_0 \int_0^t x'(\tau) \cos(\Omega \tau) d\tau\right], \quad f[x(\tau)] = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} q E_0 \int_0^t x(\tau) \cos(\Omega \tau) d\tau\right].$$

Используя (6), (7) вероятность квантового перехода (5) можно представить в виде:

$$P(m, t; n, 0) = \int \phi_m(x_{f'}) \phi_m^*(x_f) \left[\int_{x_{in}}^{x_f} \int_{x_{in}}^{x_{f'}} \exp\left[\frac{i}{\hbar} (\tilde{S}(x) - \tilde{S}(x'))\right] D(x(\tau)) D(x'(\tau)) \right] \times \\ \times \phi_n^*(x_{in}') \phi_n(x_{in}) dx_{in} dx_{in}' dx_f dx_{f'}, \quad (8)$$

где

$$\tilde{S}[x] = \int_0^t (L_{\text{sys}}(\dot{x}, x) - qE_0 x \cos(\Omega \tau)) d\tau, \quad \tilde{S}[x'] = \int_0^t (L_{\text{sys}}(\dot{x}', x') - qE_0 x' \cos(\Omega \tau)) d\tau.$$

здесь

$$E_0 = \sqrt{\frac{\hbar \Omega_k \langle n \rangle_k}{2 \varepsilon_0 V}}.$$

начальная фаза когерентного поля φ выбрана равной нулю.

Анализ (8) позволяет представить вероятности квантовых переходов в виде интеграла по траекториям от действительного функционала:

$$P(m, t; n, 0) = \int \phi_m(x_{f'}) \phi_m^*(x_f) \left[\int_{x_{in}}^{x_f} \int_{x_{in}}^{x_{f'}} \cos\left[\frac{1}{\hbar} (\tilde{S}[x] - \tilde{S}[x'])\right] D(x(\tau)) D(x'(\tau)) \right] \times \\ \times \phi_n^*(x_{in}') \phi_n(x_{in}) dx_{in} dx_{in}' dx_f dx_{f'}. \quad (9)$$

Впервые указания на возможность представления вероятностей квантовых переходов через интегрирования функции косинус были сделаны Рязановым в 1958 году [12].

Формула (9) позволяет успешно применять современные численные методы для вычисления вероятностей перехода. Она апробирована для ряда процессов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В формализме функционального интегрирования, методом функционала влияния вне рамок теории возмущений была получена формула в виде интеграла по траекториям для вычисления вероятностей квантовых переходов системы под действием электромагнитного поля. В функциональном интеграле сделан переход от комплексного подынтегрального функционала к действительному для применения численного моделирования при расчетах вероятностей квантовых переходов. Полученная формула апробирована для описания ряда процессов. В дальнейшем на основании полученной формулы предполагается численное моделирование вне рамок

теории возмущений динамики сложных квантовых систем, взаимодействующих с электромагнитным полем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Isenor N.R., Merchant V., Hallsworth R.S., Richardson M. C. *CO₂ Laser Induced Dissociation of SiF₄ Molecules into Electronically Excited Fragments* // Can. J. Phys., 1973, 51, 1281.
2. Амбарцумян Р.В., Горохов Ю.А., Летохов В.С., Макаров Г.Н., Пурецкий А.А. *Исследование механизма изотопически-селективной диссоциации молекул SF₆ излучением CO₂ лазера* // ЖЭТФ, 1976, 71, 440.
3. Апатин В.М., Лаптев В.Б., Рябов Е.А., *ИК многофотонная диссоциация трихлорсилана под действием импульсного излучения CO₂- и NH₃-лазеров* // Квант. электроника, 2003, 33 (10), 894–896.
4. Кошляков П.В., Чесноков Е.Н., Горелик С.Р., Киселев В.Г., Петров А.К. *Инфракрасная многофотонная диссоциация метилтрифторсилана* // Химическая физика, 2006, 25, 5, 12-22.
5. Letokhov V.S. *Use of Lasers to Control Selective Chemical Reactions* // Science, 1973, 180, 451; Природа, 1974, 8, 13.
6. Lyman J. L., Jensen R. J., Rink J., Robinson C.P., Rockwood S. D. *Isotopic enrichment of SF₆ in S34 by multiple absorption of CO₂ laser radiation* // Appl. Phys. Lett., 1975, 27, 87.
7. Карлов Н В, Крынецкий Б Б, Мишин В А, Прохоров А. М. *Селективная фотоионизация атомов и ее применение для разделения изотопов и спектроскопии* // УФН, 1979 127 593–620.
8. Баранов В.Ю., Дядькин А.П., Колесников Ю.А., Котов А.А., Новиков В.П., Пигульский С.В., Разумов А.С., Стародубцев А.И., *Особенности диссоциации молекул UF₆ в поле излучения импульсно-периодического CF₄-лазера* // Квантовая Электроника, 1997, 24, 7, 613-616.
9. Скали М.О., Зубайри М.С. *Квантовая оптика*, Физматлит, М., 2003, 512 с.
10. Бирюков А.А., Шлеенков М.А. *Описание динамики наносистем методом функционала влияния* // Наносистемы: физика, химия, математика, 2012, 3 (1), с. 42-50.

11. Бирюков А.А., Шлеенков М.А. *Описание динамики многоуровневых квантовых систем в сильных лазерных полях методом функционала влияния* // Известия Самарского научного центра РАН, 2012, т. 14, № 4
12. Рязанов Г.В. *Квантово-механические вероятности как суммы по путям* // ЖЭТФ, 1958, т. 35, №1.

СОГЛАСОВАННОЕ РАЗНОСТНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НАНОФОТОНИКИ. ОДНОМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Л.В. Яблокова

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: lyablokova@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Предложена методика отыскания совместного разностного решения волнового уравнения и системы уравнений Максвелла, позволяющая совместить достоинства и избежать недостатков обоих упомянутых численных методов нанофотоники. В одномерном случае на тестовых примерах продемонстрированы сходимость такого решения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разностный метод решения уравнений Максвелла (FDTD) на настоящий момент является наиболее популярным инструментом математического моделирования в нанофотонике и нанооптике, о чём свидетельствует многочисленность реализаций метода, адаптированных к решению широкого класса задач на различных вычислительных архитектурах. Вместе с тем высокие требования к системным ресурсам (в частности, к объёму оперативной памяти) сдерживают применение метода в случаях, когда аппаратная база (например, бюджетные видеопроцессоры) характеризуется высоким быстродействием, но весьма ограниченным объёмом ОЗУ.

Указанный недостаток принято преодолевать учётом природы электромагнитного излучения (ведением подвижных сеточных областей [1]), особенностей строения элементов нанофотоники (декомпозицией сеточной области [2]), разработкой новых приёмов программирования (метод пирамид [3]) или обращением к разностному решению волнового уравнения [4]. Комбинированию последнего подхода с FDTD-методом и посвящена предлагаемая работа.

По сравнению с разностным решением уравнений Максвелла, аналогичное решение уравнения Даламбера позволяет в двумерном случае на треть сократить объем выделяемой оперативной памяти (сохраняются два временных сечения электрического поля вместо трех проекций электромагнитного) и на 10% снизить число арифметических операций (10 при вычислении поля в одном узле сеточной области вместо 11 при вычислении трех сеточных функций в ячейке Yee). Впрочем, при рассмотрении трехмерной задачи метод FDTD становится более предпочтительным, что ограничивает область применения развиваемого подхода двумерным случаем.

2. СОГЛАСОВАНИЕ РАЗНОСТНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ДАЛАМБЕРА И МАКСВЕЛЛА НА ГРАНИЦЕ СЕТОЧНЫХ ПОДОБЛАСТЕЙ

Для одномерных уравнений Максвелла

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad (1)$$

запишем разностную схему Yee [6]

$$\mu_0 \frac{H_{y_{k+0,5}}^{n+0,5} - H_{y_{k+0,5}}^{n-0,5}}{h_t} = -\frac{E_{x_{k+1}}^n - E_{x_k}^n}{h_z}, \quad \varepsilon_0 \frac{E_{x_k}^{n+1} - E_{x_k}^n}{h_t} = -\frac{H_{y_{k+0,5}}^{n+0,5} - H_{y_{k-0,5}}^{n+0,5}}{h_z}, \quad (2)$$

где сеточная проекция электрического поля на ось $X - E_{x_k}^n$ определена в узлах $\{(t_n, z_k): t_n = nh_t, n = 0, 1, \dots, N = T/h_t, z_k = L^W + kh_z, k = 0, \dots, K = L^M/h_z\}$, а сеточная проекция магнитного поля на ось $Y - H_{y_{k+0,5}}^{n+0,5}$ в узлах $\{(t_{n+0,5}, z_{k+0,5}): t_{n+0,5} = (n + 0,5)h_t, n = 0, 1, \dots, N-1, z_{k+0,5} = L^W + (k + 0,5)h_z, k = 0, \dots, K-1\}$ сеточной области D_h^M , наложенной (рис. 1) на область вычислительного эксперимента D^M ($0 < t \leq T, L^W \leq z \leq L^W + L^M$), для простоты заданной в свободном пространстве.

Аналогично для одномерного волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} = 0 \quad (3)$$

запишем разностную схему [7]

$$\frac{E_{x_m}^{n+1} - 2E_{x_m}^n + E_{x_m}^{n-1}}{h_t^2} = c^2 \frac{E_{x_{m+1}}^n - 2E_{x_m}^n + E_{x_{m-1}}^n}{h_z^2}, \quad (4)$$

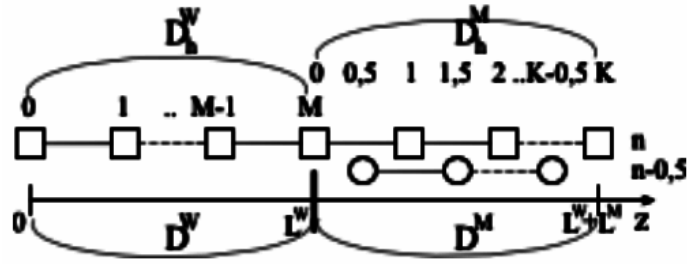


Рис. 1. Объединение сеточных областей. Квадратами изображены узлы для проекции электрического поля, окружностями – для магнитного

где функция $E_{x_m}^n$ определена в узлах $\{(t_n, z_m): t_n = nh_t, n = 0, 1, \dots, N = T/h_t, z_m = mh_z, m = 0, \dots, M = L^W/h_z\}$, сеточной области D_h^M , наложенной (рис. 1) на D^W ($0 < t \leq T, 0 \leq z \leq L^W$).

Задавшись целью совместного отыскания разностного решения уравнений (1) и (3), согласуем вычисления на D^W и D^M , полагая значения $E_{x_M}^n$, определённые на D_h^W при $m = M$ (крайний правый узел) и $E_{x_0}^n$, определённые на D_h^M при $k = 0$ (крайний левый узел) равными (рис. 1). На границах объединённой области $D = D^W \cup D^M$ установим электрическую стенку. За начальное условие примем отсутствие поля в момент времени $t = 0$.

Алгоритм перехода на следующий временной слой при реализации совместного решения состоит в определении сеточных функций в узлах D_h^W и D_h^M в соответствии с табл. 1, где (5) имеет вид:

$$\frac{E_{x_M}^{n+1} - 2E_{x_M}^n + E_{x_M}^{n-1}}{h_t^2} = c^2 \frac{E_{x_1}^n - 2E_{x_M}^n + E_{x_{M-1}}^n}{h_z^2} \quad (5)$$

В (5) $E_{x_1}^n$ определено на области D^M , $E_{x_{M-1}}^n$ на D^W , остальные значения относятся к обеим областям.

Для подтверждения правомерности предложенного подхода к совместному решению на одной вычислительной области уравнений Максвелла и волнового было проведено четыре серии вычислительных экспериментов. При этом использовались операционная система Windows XP Professional SP3, вычислительный комплекс Octave 2.9.15 и процессор AMD Opteron 246.

Эксперименты проводились при различных значениях дискретизации сеточной области Q , Qt и QT , где первый параметр характеризовал число

Таблица 1. Расчет совместного решения (1) и (3) на временном слое $n+1$.

узлы сеточных областей	подобласти вычислительных областей	решаемые уравнения
$m=0$	$z=0$, левая граница D и D^W	$E_{x_0}^{n+1}=0$
$0<m<M-1$	$0<z<L^W$, D^W без границ	(4)
$m=M$ и $k=0$	$z=L^W$, общая граница D^W и D^M	(5)
$0<k<K$	$L^W<z<L^W+L^M$, D^M без границ	(2)
$k=K$	$z=L^W+L^M$, правая граница D и D^M	$E_{x_K}^{n+1}=0$

узлов сеточной области по пространству (приходящееся на одну длину волны); второй – количество узлов по времени (приходящееся на временной интервал, за который плоский волновой фронт в вакууме пройдет расстояние в одну длину волны); третий – «длительность» запускаемого цуга в длинах волн. При этом они менялись от (10, 20, 5) – минимальных значений, удовлетворительно описывающих распространение плоской однородной волны в свободном пространстве, до (100, 200, 15) – соответствующих весьма низким величинам погрешности. Протяжённость области D составляла 20λ , что позволяло не учитывать влияние отражённой от границ волны в области регистрации.

Первая серия вычислительных экспериментов связана с разностным решением уравнений Максвелла ($L^W=0$, $D=D^M$) и имела своей целью получить значения погрешностей, относящихся исключительно к замене производных разностными отношениями. Далее, указанные погрешности использовались для сравнения с результатами остальных экспериментов как величины, значительное отклонение от которых нежелательно и свидетельствует о несостоятельности выбранной в настоящей работе стратегии.

Излучение вводилось в область посредством «жёсткого» источника [7], расположенного в центре. Равномерная погрешность $\hat{\varepsilon} = \frac{1}{N} \left(1 - \left(A_k \right) \right) (\times 100\%)$ характеризовала максимальное отклонение от аналитического решения (модуль комплексной амплитуды распространяющейся

Таблица 2. Погрешности ε первой и второй серий экспериментов.

Q, Q_t	QT		
	5	10	15
10, 20	0,7268	0,2434	0,1275
20, 40	0,2217	0,1080	0,0371
50, 100	0,0716	0,0234	0,0113
100, 200	0,0234	0,0083	0,0046

в свободном пространстве плоской однородной монохроматической волны равен 1) на отрезке $[10,5\lambda, 11,5\lambda]$.

Оценивая результаты из табл. 2, можно говорить о сходимости разностного решения к аналитическому – со сгущением сеточной области погрешность уменьшается. Увеличение QT также приводит к снижению погрешности в связи с удалением от области регистрации начального участка волны, не являющегося монохроматическим.

Во второй серии решалось волновое уравнение при $L^M=0$ и $D=D^W$. Дискретизация сеточной области для электрической компоненты поля, расположение и тип источника, размеры вычислительной области и области регистрации погрешности совпадали с предыдущим случаем.

Погрешности всех вычислительных экспериментов второй серии в точности совпали с результатами, представленными в табл. 2, что неудивительно. Известна процедура получения волнового уравнения из уравнений Максвелла [8].

Третья серия относится к совместному решению уравнений (1) и (3). Совокупная протяжённость объединённых вычислительных областей D^W и D^M составила 20λ (по 10λ на каждую). Источник располагался в области решения волнового уравнения на расстоянии половины длины волны от границы раздела (рис. 2a), область регистрации $[10\lambda, 11\lambda]$ помещалась в D^M . Таким образом, расстояние от источника до этой области не менялось по сравнению с предыдущими экспериментами.

Любопытно, что если разностные решения уравнений Максвелла и Даламбера, полученные по отдельности на одной вычислительной области, совпали, то их согласованное совместное решение на половинках той же области (табл. 3) уже отличается от предыдущих результатов (табл. 2).

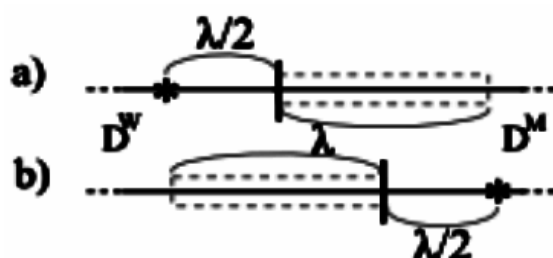


Рис. 2. Вычислительные области третьей (а) и четвёртой (б) серий экспериментов. Звёздочкой обозначен «жесткий» источник, в обведённой пунктиром области регистрируется погрешность

Таблица 3. Погрешности ε третьей серии экспериментов

Q, Qt	QT		
	5	10	15
10, 20	0,5533	0,1907	0,0926
20, 40	0,3531	0,0562	0,0313
50, 100	0,0687	0,0217	0,0112
100, 200	0,0235	0,0081	0,0047

Причиной тому является различие в дифференциальных шаблонах схем (2) и (4), несущественное при раздельном решении (оба шаблона центральные и характеризуются одинаковыми порядками аппроксимации) и важное при совместном (в них участвуют разные сеточные функции). Для определения значения напряженности электрического поля $E_{x_M}^{n+1}$ на стыке D_h^W и D_h^M по (5) используется центральная по пространству разность, в которую входят: общее значение $E_{x_M}^n$, $E_{x_{M-1}}^n$ из D_h^W и $E_{x_1}^n$ из D_h^M . При этом $E_{x_{M-1}}^n$ определяется из (4) по тому же шаблону, а $E_{x_1}^n$ уже через сеточные значения магнитного поля (2), взятые на другом расстоянии от узла $k=1$ (хотя шаблон при этом тоже центральный).

Заметим, что совместное разностное решение сходится; отличается от раздельного незначительно и со сгущением сетки такое различие нивелируется (до одной десятитысячной процента), что подтверждает работоспособность выбранного подхода.

При расположении источника в области D^M на расстоянии половины длины волны от границы раздела (четвёртая серия экспериментов, рис. 2б), а области регистрации $[9\lambda, 10\lambda]$ в D^W , результаты отличаются от представ-

ленных в таблицах 2 и 3 весьма незначительно – тоже на одну десятитысячную процента для густой сеточной области.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе продемонстрирована возможность совместного разностного решения уравнений Даламбера и Максвелла, при котором на область вычислительного эксперимента налагаются различные сеточные подобласти. Указанное разностное решение обеспечивается согласованием значений сеточных функций на границе таких подобластей.

Дальнейшим развитием работы представляется запись разностных схем совместного решения в двумерном случае и исследование их сходимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fidel B. *Hybrid ray-FDTD moving window approach to pulse propagation* / B. Fidel, E. Heyman, R. Kastner and R.W. Ziolkowski // Journal of Computational Physics. – 1997. – Vol. 138, Issue 2. – P. 480-500.
2. Головашкин Д.Л. *Декомпозиция сеточной области при разностном решении уравнений Максвелла* / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский // Математическое моделирование. – 2007. – Том 19, № 2. – С. 48-58.
3. Головашкин Д.Л. *Решение сеточных уравнений на графических вычислительных устройствах. Метод пирамид* / Д.Л. Головашкин, А.В. Кочуров // Вычислительные технологии. – 2012. – Т. 17, № 3. – С. 55-69.
4. Козлова Е.С. *Моделирование распространения короткого двумерного импульса света* / Е.С. Козлова, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 2. – С. 158-164.
5. Астраханцева М.А. *Методика формирования падающей волны при разностном решении двумерного волнового уравнения* / М.А. Астраханцева, Д.Л. Головашкин, Л.В. Яблокова // Труды седьмой Всероссийской научной конференции с международным участием «Математическое моделирование и краевые задачи», часть 2. – Самара: 2010. – Стр. 298-301.

6. Yee K.S. *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media* / K.S. Yee. // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1966. – AP-14. – P. 302-307.
7. Taflove A. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*: 2nd. ed. / A. Taflove, S. Hagness // Boston: Artech House Publishers, 2000. – 852 p.
8. Никольский В.В. *Электродинамика и распространение радиоволн* / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1999. – 544 с.
9. Головашкин Д.Л. *Методика формирования падающей волны при разностном решении уравнений Максвелла (двумерный случай)* / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский // Автометрия. – 2007. – Том 43, № 6. – С. 78-88.
10. Головашкин Д.Л. *Методика формирования падающей волны при разностном решении уравнений Максвелла* / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский // Автометрия. – 2006. – Том 42, № 6. – С. 78-85.

ПОЛУЧЕНИЕ КОЛЛОИДНОГО ЗОЛОТА В РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЯХ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТЕХНИКИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

П.С. Ярьсько, В.С. Казакевич, П.В. Казакевич, И.Г. Нестеров

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)*

АННОТАЦИЯ

В работе проведена адаптация методики лазерной абляции для получения наночастиц золота в среде жидкого азота. Разработанная методика позволяет получать коллоиды золотых наночастиц с ярко выраженным максимумом поглощения на 280 нм, связанным с межзонными переходами. Показано, что плотность энергии на поверхности образца при лазерной абляции в жидком азоте может оказывать последующее влияние на оптические свойства коллоидов золотых наночастиц в области 280 нм, перемещенных в этиловый спирт.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по лазерной абляции металлической мишени в среде жидкого азота, как правило, разделяют на две части. К первой части относится получение продуктов лазерной абляции в жидкости (дистиллированная вода, этиловый спирт) [1,2]. Ко второй части относится изменение морфологии поверхности мишени после взаимодействия со сфокусированным лазерным излучением [2]. Получение разнообразных наносистем при криогенных температурах является одним из перспективно развивающихся направлений исследований, в том числе и процессов лазерной абляции [1]. Использование лазерной абляции и криотехники, а также возможность транспортировки коллоидных наночастиц между средами с различающимися на порядок температурами не нашло еще широкого экспериментального и теоретического освещения в литературе, хотя изменение температурного режима и типа среды может коренным образом влиять на оптические и геометрические свойства нанообъектов.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для синтеза наночастиц золота использовался метод лазерной абляции в жидких средах [2-5] с применением специально разработанной криогенной камеры, позволяющей получать продукты лазерной абляции в среде жидкого азота.

Излучение пикосекундного Nd:YAG лазера RL PQ 30\300 с длиной волны 1064 нм, длительностью импульса 250 пс и средней энергией в импульсе 15 мДж фокусировалось объективом на поверхность золотой мишени, закреплённой на дне чашки Петри внутри криогенной камеры. Частота следования импульсов составляла 5 Гц. Схема разработанной камеры, использовавшейся для получения золотых наночастиц в жидком азоте детально рассмотрена в [6].

В чашку Петри, закреплённую с помощью держателя на алюминиевом стакане, заливался жидкий азот. Весь объём камеры, изготовленной из теплоизоляционного материала и объём стакана также заполнялись жидким азотом. В камере наблюдалось активное кипение жидкого азота, которое приводило к термостабилизации всей системы. При взаимодействии золотой мишени со сфокусированным лазерным излучением в течение 5 минут цвет жидкого азота в чашке Петри приобретал фиолетовый оттенок, что в соответствии с литературными данными [7] свидетельствует о формировании наночастиц.

После облучения Au мишени полученный коллоид золотых наночастиц заливался в кюветы, наполненные дистиллированной водой или этиловым спиртом (98%). При комнатной температуре наблюдался процесс испарения жидкого азота, приводящий к образованию капли, содержащей продукты лазерной абляции. Данная капля находилась на поверхности жидкости, что можно объяснить наличием вокруг неё парогазового облака. Формирование капли коллоида в зависимости от жидкости происходило по-разному [6].

В ряде случаев полученные коллоиды Au наночастиц подвергались воздействию ультразвуковых устройств – Quick 218 US Cleaner (частота 40 кГц, мощность 60 Вт) и УЗГ 1-1 (частота 20 кГц, мощность 1 кВт).

Для анализа полученных коллоидов проводилась регистрация их спектров поглощения в диапазоне 200 – 1100 нм с помощью спектрофотометра СФ-56. Особенности спектров поглощения можно объяснить на ос-

нове двух подходов: теории Ми и теории оптических свойств фрактальных кластеров (ОСФК) [3, 7].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В геометрии эксперимента, описанной выше, наночастицы в коллоидах под действием внешних сил подвергались явной коагуляции. Поскольку в теории Ми явление плазмонного резонанса рассматривается с точки зрения изолированных частиц, то в случае коагуляции при интерпретации спектров поглощения коллоидов наночастиц корректнее использовать теорию ОСФК, так как в этом случае учитывается взаимодействие между частицами, составляющими агрегаты.

На рисунке 1 представлены оптические спектры поглощения золотых наночастиц, полученных методом лазерной абляции в среде жидкого азота и помещённых в этиловый спирт. Кривая 1 представляет спектр поглощения непосредственно после испарения жидкого азота. Данный спектр имеет широкую полосу поглощения в области от 530 до 1100 нм, обусловленную явлением плазмонного резонанса.

Протяженность длинноволнового крыла спектра поглощения возрастает в процессе формирования фрактальных агрегатов, что связано с увеличением разнообразия вариантов пространственного окружения каждой конкретной частицы. Также наблюдается ярко выраженный пик на 280 нм, связанный с межзонными переходами [2].

Полученный коллоид подвергался воздействию ультразвука в течение 5 минут (частота 40 кГц, мощность 60 Вт). Результирующий спектр поглощения представлен на рисунке 1, кривая 2. Оптическая плотность возрастает, наблюдается ярко выраженный пик в области межзонных переходов, и менее значительный – в области плазмонного резонанса. Известно, что область поглощения, соответствующая межзонным переходам, зависит не от размера частиц, а от их количества [2], поэтому пик с максимумом на 280 нм можно связать с увеличением в коллоиде количества агрегатов в результате их диспергирования под действием ультразвукового излучения.

После облучения коллоида золотых наночастиц более мощным ультразвуковым устройством (частота 20 кГц, мощность 1 кВт) в течение 5 минут характер кривой не изменился (рисунок 1, кривая 3). Оптическая плотность в области межзонных переходов возросла, что можно объяснить по-

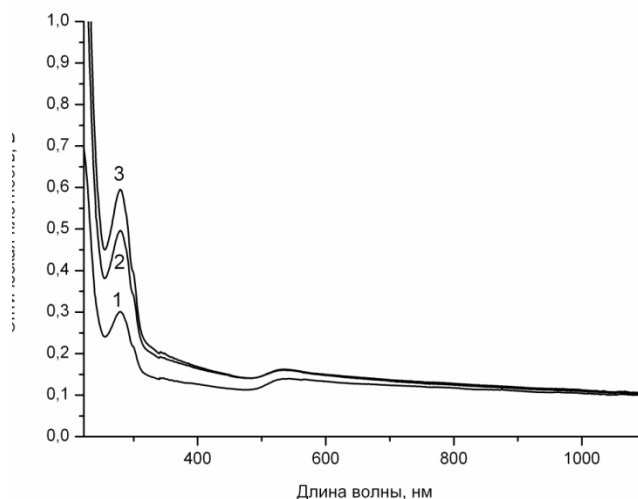


Рис. 1. Оптические спектры поглощения золотых наночастиц, полученных в среде жидкого азота и помещённых в этиловый спирт: 1 - вид кривой после испарения жидкого азота, 2 - вид кривой после облучения коллоида ультразвуком в течение 5 минут, 3 - вид кривой после облучения в течении 5 минут с использованием УЗГ 1-1

вышенной эффективностью дробления агломератов наночастиц более мощным ультразвуковым устройством.

Параметры лазерного излучения также могут влиять на оптические свойства коллоидов наночастиц [8, 9]. На рисунке 2 показана динамика изменения спектров поглощения коллоидов золотых наночастиц, полученных при различных плотностях энергии на поверхности мишени и обработанных ультразвуком в течение 5 минут. Видно, что кривые 3 и 4, соответствующие плотностям энергии 40 и 20 Дж/см², обладают ярко выраженными пиками поглощения в области межзонных переходов, в то время как на кривых 1, 2 и 5 (190, 60 и 10 Дж/см² соответственно) наблюдается его значительное уширение.

Для оценки влияния дистиллированной воды и этилового спирта на агрегацию наночастиц, полученных в криогенной среде, жидкий азот с продуктами лазерной абляции мишени разделялся на два равных объема, которые помещались в кюветы с соответствующими жидкостями. После полного испарения жидкого азота, приводящего к диспергированию наночастиц в кюветах, полученные коллоиды извлекались. Их результирующие спектры изображены на рисунке 3.

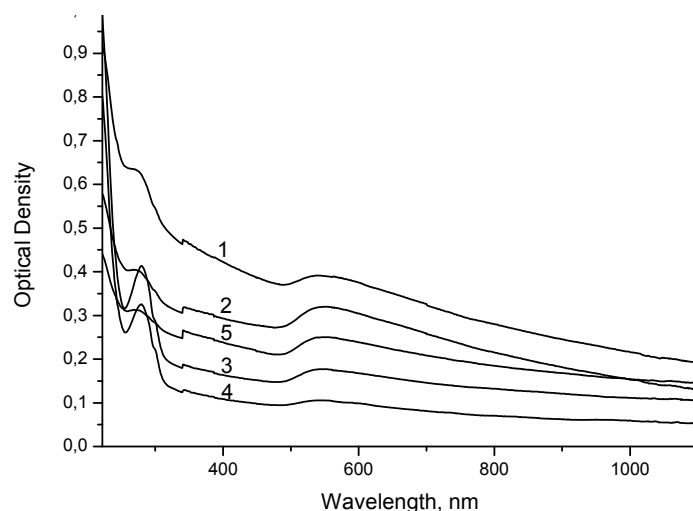


Рис. 2. Изменение оптических спектров поглощения наночастиц золота, помещенных в этиловый спирт, полученных в среде жидкого азота при различных плотностях энергии на поверхности образца: 1 - 190 Дж/см²; 2 - 60 Дж/см²; 3 - 40 Дж/см²; 4 - 20 Дж/см²; 5 - 10 Дж/см². Обработка каждого коллоида Quick 218 US Cleaner в течение 5 минут

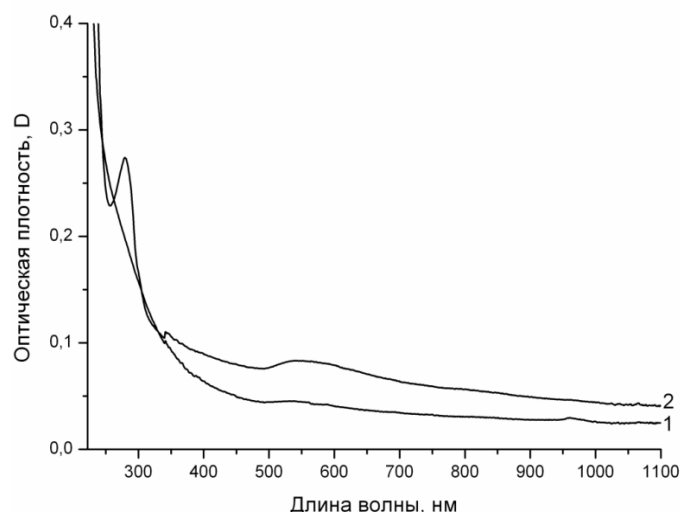


Рис. 3. Спектры поглощения наночастиц золота, полученных методом лазерной абляции в среде жидкого азота: 1 – помещённых в дистиллированную воду, 2 – в этиловый спирт

Видно, что оптическая плотность коллоида, полученного помещением золотых наночастиц в дистиллированную воду, незначительна в диапазоне длин волн, соответствующих плазмонному резонансу, и отсутствует характерный пик в области межзонных переходов. Это можно объяснить, по всей видимости, необратимой коагуляцией наночастиц в процессе формирования капли, что делает её близкой по оптическим свойствам к массив-

ному золоту и тем самым не позволяет наблюдать явление плазмонного резонанса.

Поглощение, вызванное межзонными переходами, заметно не изменяется в зависимости от размеров наночастиц, но чувствительно к количеству частиц. Поэтому поглощение коллоида на длине волны межзонных переходов может быть использовано, как мера общего количества наночастиц золота в коллоиде, включая наночастицы различного размера, кластеры и т.д. Высота пика плазмонного резонанса пропорциональна концентрации наночастиц в диапазоне 5 - 90 нм. Поглощение же в районе 280 нм может быть приписано образованием кластеров наночастиц золота, которые вносят вклад в общий спектр поглощения плазмонного резонанса [11]. В литературе область поглощения межзонных переходов как правило не рассматривается. Однако, как видно из рисунка 2 плотность энергии лазерного излучения может существенным образом оказывать влияние как на общее количество наночастиц в коллоидном растворе, так и на количество образующихся кластеров наночастиц.

При облучении поверхности образца сфокусированным лазерным излучением наблюдается изменение морфологии поверхности мишени. На рисунке 4 представлена обзорная фотография поверхности золотого образца после облучения мишени в течении 5 мин излучением Nd:YAG лазера ($E = 30 \text{ мДж}$, $\nu = 5 \text{ Гц}$). Плотность энергии на поверхности мишени 40 Дж/см^2 . При облучении Au мишени наблюдается формирование структур различного масштаба. Основная доля структур на поверхности образца имеет субмикронный размер. Структуры заканчиваются сферообразными вершинами, являющимися центрами выноса расплавленного вещества в окружающую жидкость.

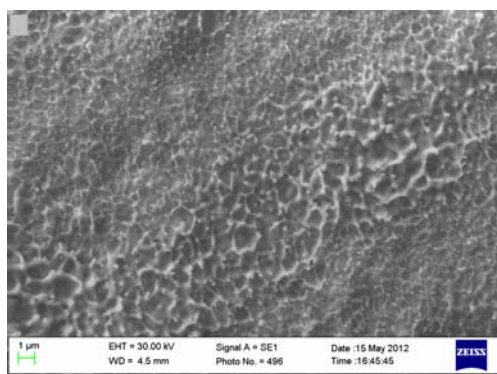


Рис. 4. Обзорное изображение поверхности золотой мишени после лазерной абляции в среде жидкого азота. Сканирующий электронный микроскоп, масштабная метка 1 мкм

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, хорошо известная в литературе методика лазерной абляции адаптирована для получения наночастиц золота в среде жидкого азота. Зарегистрированы спектры поглощения наночастиц, полученных в среде жидкого азота и помещенных в дистиллированную воду, этиловый спирт и ацетон. Разработанная методика позволяет получать коллоиды золотых наночастиц с ярко выраженным максимумом поглощения на 280 нм, связанным с межзонными переходами. Показано, что плотность энергии на поверхности образца при лазерной абляции в жидком азоте может оказывать последующее влияние на оптические свойства коллоидов золотых наночастиц в области 280 нм, перемещенных в этиловый спирт.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Darrah, M. E. Campbell, D. Tedesco, M. Horton, R. Hannigan, The Development and Application of Cryogenic Laser Ablation ICP-MS (CLA-ICP-MS) for Trace Elemental Analysis of Biological Tissues, Geophysical Research Abstracts, Vol. 13, EGU2011-13128, 2011.
2. Tarasenko N.V., Butsen A.V., Nevar E. A, Savastenko N. A., Synthesis of nanosized particles during laser ablation of gold in water // Applied Surface Science. - 2006. - 252 – P. 4439–4444.
3. Симакин А. В., Воронов В. В., Шафеев Г. А., Образование наночастиц при лазерной абляции твердых тел в жидкостях // Труды Института общей физики им. А.М. Прохорова. - 2004, Том 60.
4. Ito S., Mizuno T., Yoshikawa H., and Masuhara H., Jpn. J. Appl. Phys. 46, L241 (2007).
5. Булгаков А.В., Булгакова Н.М., Бураков И.М., и др. Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество (Н.: Институт теплофизики СО РАН 2009).
6. Сборник трудов всероссийской молодежной научно-технической конференции "КОСМОС - 2012", П. С. Яреско, В. С. Казакевич, П. В. Казакевич, И. Н. Сараева, Лазерная абляция золотой мишени в среде жидкого азота.
7. S. Link, M. A. El-Sayed, Shape and size dependence of radiative, non-radiative and photothermal properties of gold nanocrystals, Int . Reviews in Physical Chemistry, 2000, Vol. 19, No. 3, 409 – 453

8. Emelianov A., Eremin A., Jander H., Wagner H., Phys. Chem., 217, 1361 (2003).
9. Лукьянчук Б.С. Успехи физических наук, 172, 301 (2002).
10. Zhang Y, Fuss W., Kompa K.L. and Rebentrost F. Laser Chem., 5, 257 (1985).
11. F. Mafune, J. Kohno, Y. Takeda, T. Kondow, Full Physical Preparation of Size-Selected Gold Nanoparticles in Solution: Laser Ablation and Laser-Induced Size Control J. Phys. Chem. B 106 (2002) 8555.

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

ВЫБОР СХЕМЫ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАПРЯЖЁННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ОБЪЕКТОВ

С.В. Алембеков, Р.Н. Сергеев

¹Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

email: alemsv@list.ru

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены методы спекл-фотографии и корреляционной спекл-интерферометрии для исследования локализации пластической деформации элементов конструкций. С целью более полного понимания процессов и явлений, имеющих место при использовании данных методов контроля, были созданы и испытаны модели цифровых спекл-интерферометров, отличающиеся лазерными источниками излучения, ориентацией пучков, сходящихся на плоской поверхности объекта, способами нагружения образцов. Представлены типовые спекл-интерферограммы и дан анализ полученных результатов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В современном энергомашиностроении характерным является увеличение интенсивности нагрузок на конструкцию, и как следствие, - возможность появления упруго-пластических деформаций. Разработка и применение таких конструкций невозможна без исследования закономерностей их упруго-пластического деформирования. Известно [1], что пластическая деформация твердых тел может развиваться локализованно в зонах концентраторов напряжений. Для контроля локализации пластической деформации, изучения стадий её развития в элементах конструкций стали применяться методы когерентной оптики, базирующиеся на двухэкспозиционной спекл-фотографии [2] и корреляционной спекл-интерферометрии [3]. Внедрение этих методов является актуальным для ответственных и дорогостоящих конструкций, к которым по праву относятся изделия аэрокос-

мической техники. Поэтому целью работы является изучение современного состояния развития данных методов исследования и диагностики конструкций, а также рассмотрение возможности их практического применения. При этом должен использоваться опыт разработки и создания цифровых спекл-интерферометров (ЦИ), наработанный в СГАУ при исследовании вибрационных характеристик конструкций и упругих деформаций образцов в направлении нормали к поверхности объекта [4].

2. СХЕМА ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ

Физические основы двухэкспозиционной спекл-фотографии, которая позволяет определять перемещения величиной в несколько микрометров точек поверхности объектов с разрешением не хуже 100 нм подробно изложены в монографии [5]. Суть метода состоит в том, что смещение или деформация поверхности объекта влечет за собой соответствующее пространственное перемещение объективной и субъективной спекл-структур, измерение которого позволяет определить смещение самой поверхности. Для этого используют две регистрации спекл-структур, соответствующие начальному и измененному состояниям объекта, с последующим наблюдением картины интерференционных полос в поле дифракции лазерного пучка на записанных на фотопластинку спекл-структурах (рис.1) [6]. Модуль вектора смещения спеклов находится по формуле:

$$|\vec{r}| = \lambda L / Md, \quad (1)$$

где λ - длина волны лазера; L - базовое расстояние между фотопластинкой-спеклограммой и экраном; d - шаг полос Юнга на экране; M - масштаб изображения. Так как направление перемещения объекта нормально к полосам Юнга, то для полного вычисления вектора $\vec{r}$ достаточно измерить расстояние между полосами d и угол θ между ними и осью η .

Измеренные значения угла наклона и шага полос вместе с координатами точки, где производились эти измерения, заносятся в память компьютера, а спеклограмма переводится в следующую точку сканирования. Шаг сканирования задаётся оператором. Точность определения координат зон локализации зависит от точности позиционирования спеклограмм при дешифровке и может составлять 10 мкм [6].

Полученные массивы данных d_k , θ_k и координат соответствующих точек отражают поле перемещений элементов поверхности образца в про-

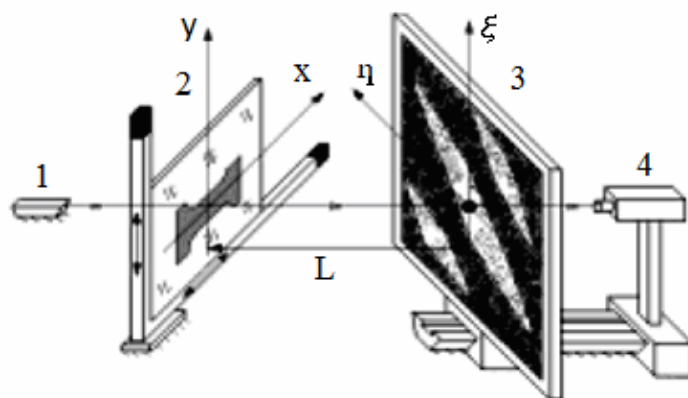


Рис. 1. Оптическая схема дешифровки двухэкспозиционных спекл-фотографий: 1 - лазер; 2 - устройство позиционирования и перемещения спеклограммы; 3 - экран; 4 - видеокамера

цессе деформирования. Численное моделирование такого поля по координатам даёт возможность рассчитать локальные компоненты тензора дисторсии для плоской поверхности образца в любой точке.

Важным параметром рассматриваемой схемы исследования пластического деформирования образцов материалов является верхний предел регистрации смещений спеклов S , ограничивающий величину допустимого перемещения подвижного захвата испытательной машины. Для определения параметра S нами была разработана методика моделирования процесса получения спеклограмм с помощью компьютерной технологии создания моделей двухэкспозиционных спекл-картин с большим числом хаотически расположенных «штрихов-спеклов» и пар «частиц-спеклов», соответствующих начальному и изменённому состоянию гипотетического диффузно рассеивающего объекта (рис. 2). Размер исследуемых моделей спекл-картин составлял 100х100 мм. Диаметр частиц на рис. 2б составлял 1мм, а расстояние между ними в парах возрастало до 4 мм.

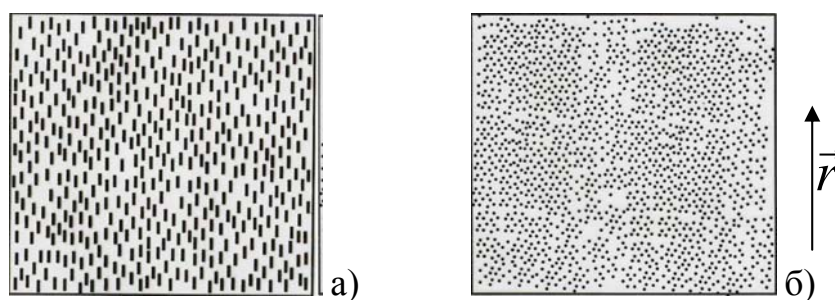


Рис. 2. Модели двухэкспозиционных спеклограмм с большим числом хаотически расположенных «штрихов-спеклов» (а) и пар «частиц-спеклов» (б)

Фотографирование представленных на рис. 2 моделей спекл-картин обеспечивало получение негативов с десятикратным уменьшением размеров модели, частиц и расстояния в парах. Просвечивание фотонегатива пучком He-Ne лазера типа ГН-1 приводит к дифракции луча на двойной тонкой «спекл-структуре объекта». В дифракционном поле формируется система параллельных интерференционных полос, нормальных вектору $\vec{r}$ смещения «спеклов». Было показано, что контрастность полос сохранялась при предельном значении $S \leq 400$ мкм, что говорит о возможности охвата двумя экспозициями всей кривой σ - ϵ деформаций объектов.

Проведённый анализ выявил основные недостатки метода двухэкспозиционной спекл-фотографии, заключающиеся в необходимости применения высокоразрешающих фотопластинок ($\geq 10^3$ лин./мм) с соответствующей их фотохимической обработкой, в неоперативности представления экспериментальных результатов, для получения которых требуется применение устройства прецизионного позиционирования и перемещения спеклограмм.

Большие возможности в оперативном выявлении зон локализации пластической деформации по всему полю исследуемых образцов материалов обеспечивают методы корреляционной спекл-интерферометрии.

3. АПРОБАЦИЯ СХЕМ ЦСИ С НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРОМ

Для измерения деформаций образцов была рассмотрена принципиальная схема ЦСИ, где поверхность освещается двумя волнами (рис. 3).

Разность фаз двух волн, возникающая при смещении g поверхности объекта в направлении осей x и y , вычисляется как:

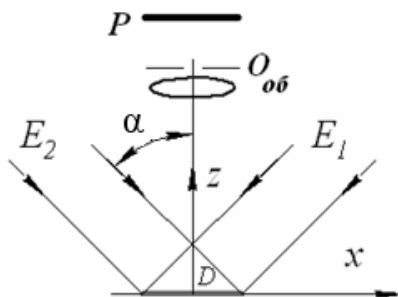


Рис. 3. Принципиальная схема интерферометра для исследования локализации пластической деформации объекта D в плоскости (x, y) : E_1 , E_2 - освещающие пучки; $O_{об}$ - объектив; P - плоскость изображения

$$\Delta\Psi(x) = \frac{4\pi g_x \sin \alpha}{\lambda}, \quad \Delta\Psi(y) = \frac{4\pi g_y \sin \alpha}{\lambda}. \quad (2)$$

На основе приведенной принципиальной схемы были собраны и испытаны два варианта оптических схем ЦСИ для регистрации поворота и деформаций в плоскости объекта. В схеме на рис. 4а выравнивание хода пучков не требовалось, так как применяемый твердотельный лазер с диодной накачкой обладал длиной когерентности на уровне 50 м. Исследуемый образец представлял собой металлическую пластину с размерами 250х250 мм, жёстко закреплённую на поворотном устройстве. Мощность исходного пучка лазера составляла 20-25 мВт. При регистрации спекл-интерферограммы обеспечивался регулируемый поворот пластины со скоростью на уровне 1-1,5° за 10 с относительно её центра при помощи микрометрического винта. Поворот пластины регистрировался телекамерой и сохранялся в виде видеофайла. Далее программой «WaveFront» видеофайл разбивался на кадры и осуществлялось их взаимное вычитание, которое давало картину интерференционных полос, наблюдаемую на экране монитора (рис. 4б). Величина шага полос регулировалась как скоростью записи видеофайла, так и временным промежутком между вычитаемыми кадрами.

Достоинством схемы на рис. 4а является большая область исследуемой поверхности объекта контроля. Однако использование неколлимированных пучков в схеме приводит к непостоянству шага d формируемых интерференционных полос. Кроме этого схема на рис. 4а отличается сложностью юстировки.

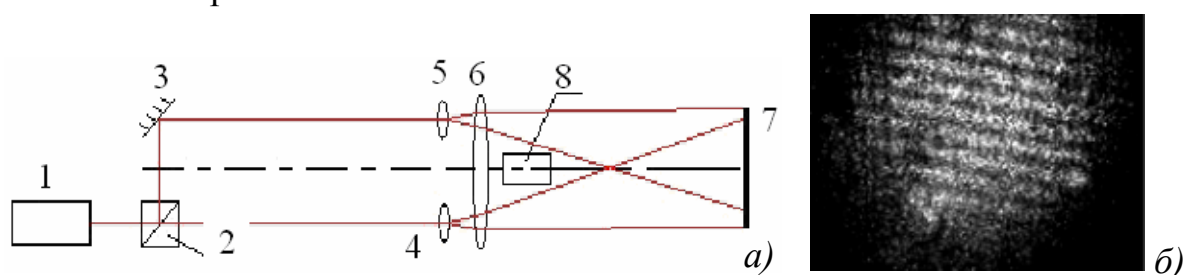


Рис. 4. Схема цифрового спекл-интерферометра, апробированная при регистрации поворота плоской поверхности объекта а) и характерный вид картины полученных спекл-интерферограмм б): 1 – твердотельный лазер с $\lambda=532$ нм; 2 – светоделиватель; 3 – глухое зеркало; 4 и 5 – короткофокусные линзы; 6 – длиннофокусная линза; 7 – пластина с регулируемым углом поворота в своей плоскости; 8 – цифровая телекамера с объективом

В следующей схеме ЦСИ (рис. 5) в качестве источника излучения использовался He-Ne лазер непрерывного действия с уровнем мощности 7 мВт. Использование одного коллимированного пучка и поворотного зеркала 7, закреплённого непосредственно у исследуемого объекта 6, приводило к повышению устойчивости оптической схемы. Исследуемый образец представлял собой полосу из твёрдой резины с размерами 40x110 мм и толщиной 3 мм, зажатую по узким краям в нагрузочном устройстве. Процесс растяжения образца регистрировался телекамерой и сохранялся в виде видеофайла, содержащего два фрагмента из 25 кадров, соответствующих исходному и нагруженному состоянию объекта. Далее программой StatmicroDef.exe получали усреднённые спекл-изображения записанных видеокадров и на экран монитора выводилось разностное изображение в виде интерференционной картины (рис. 6).

Достоинством схемы на рис. 5 является простота конструкции интерферометра. Повышение устойчивости схемы обеспечивает возрастание контрастности получаемых спекл-интерферограмм. К недостаткам схемы можно отнести ограниченность размеров контролируемой поверхности объекта.

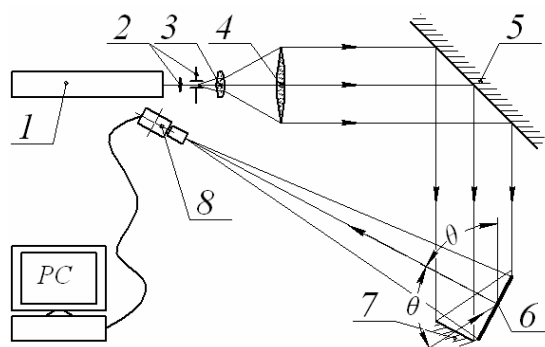


Рис. 5. Схема интерферометра, чувствительного к смещению в плоскости объекта, с одним коллимированным пучком: 1 – лазер; 2 – фильтр пространственных частот; 3,4 – коллиматор; 5,7 – зеркала; 6 – плоский образец; 8 – телекамера с объективом

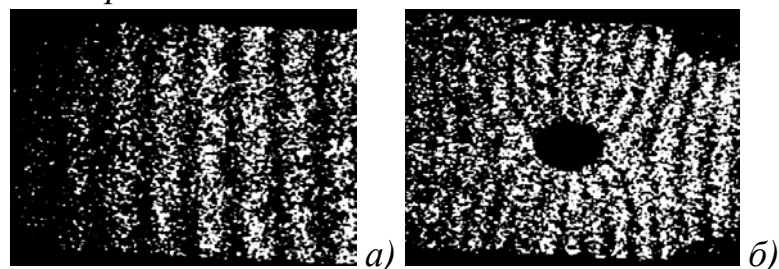


Рис. 6. Характерный вид полученных спекл-интерферограмм образца из твёрдой резины со сплошной (а) и перфорированной поверхностью (б)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённый анализ показал, что метод двухэкспозиционной спекл-фотографии позволяет получать численные значения пластических деформаций и является наиболее доведённым для практического использования в условиях заводских лабораторий. Разработанная нами методика процесса записи двухэкспозиционной спекл-фотографии с помощью компьютерной технологии создания моделей «частиц-спеклов диффузного объекта» показала, что верхний предел смещений исследуемых объектов может составлять ≤ 400 мкм.

Выделенные оптические схемы ЦСИ с непрерывным лазером, результаты их апробации с применением разработанных в СГАУ программных средств открывают возможность оперативной визуализации и исследования локализации пластической деформации элементов конструкций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов: в 2т./ Под ред. В.Е. Панина. – Новосибирск: Наука, 1995. – Т.1.- 298 с., Т.2.- 320 с.
2. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. *Спекл-интерферометрический метод регистрации и анализа полей смещений при пластической деформации*// Заводская лаборатория, 1990, т.56, №2, С.90-93.
3. Супрапеди, Тойоока С. *Пространственно-временное наблюдение пластической деформации и разрушения методом лазерной спекл-интерферометрии*// Физическая мезомеханика, 1998, №1, С.55-60.
4. Автоматизированная виброметрия механических конструкций на основе помехоустойчивого цифрового спекл-интерферометра: Лабораторный практикум/ Под ред. академика РАН В.П. Шорина – Самара: Самар. гос. аэрокосм. ун-т., 2007. – 124 с.
5. Фомин Н.А. Спекл-интерферометрия газовых потоков. – Минск: Наука и техника, 1989. - 168 с.
6. Использование спекл-интерферометрии для исследования локализации *пластической деформации*/ В.И Данилов, Л.Б. Зуев, В.В. Горбатенко и др.//Заводская лаборатория, 2006, т.72, №12, С.40-45.

ГИБРИДНЫЕ СОСТОЯНИЯ ТАММОВСКИХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Б.И. Афиногенов, В.О. Бессонов, И.В. Соболева, А.А. Федянин

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет
(119991, ГСП-2, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2)
e-mail: bessonov@nanolab.phys.msu.ru*

АННОТАЦИЯ

Впервые обнаружено гибридное состояние таммовского плазмон-поляритона (ТПП) и поверхностного плазмон-поляритона (ППП) в системе одномерный фотонный кристалл (ФК)/металл. Данные состояния возникают для ТМ-поляризованного света при условиях полного внутреннего отражения. Методами частотно-угловой спектроскопии в геометрии Кречманна исследованы спектральные и угловые положения резонансов гибридного состояния. Показано, что возникновение гибридного состояния приводит к расталкиванию дисперсионных кривых ТПП и ППП. Экспериментальные результаты находятся в полном согласии с результатами численного моделирования.

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет в оптике сформировалось новое направление, посвященное исследованию ТПП в фотонных кристаллах. Данные состояния являются оптическим аналогом эффекта локализации электронной плотности на границе периодического потенциала, впервые рассмотренные И.Е. Таммом [1], и проявляются в виде локализации электромагнитного поля на границе раздела ФК-металл [2]. Экспериментально, данный эффект проявляется в виде узкого пика поглощения в спектре коэффициента отражения такой системы [3]. ТПП обладает следующими свойствами: он возбуждается при любых углах падения излучения на систему [4], ТПП существует как для ТЕ так и для ТМ поляризаций падающего излучения [2], спектральное положение ТПП зависит от толщины буферного слоя между ФК и металлом [2]. Благодаря потенциальной возможности применения ТПП в создании новых типов компактных лазерных устройств

и сенсоров [4, 5], в данный момент активно исследуются системы, в которых осуществляется одновременное возбуждение ТПП и других оптических возбуждений, таких как экситонные или микрорезонаторные моды [6, 7]. В системе одномерный ФК/металлическая пленка при условии полного внутреннего отражения падающего излучения может быть возбужден ППП. При этом условия возбуждения ТПП выполняются автоматически, поскольку он возбуждается при любом угле падения излучения на систему. Таким образом можно ожидать возникновения гибридного состояния ТПП и ППП [8]. В указанной работе тем не менее не изучены свойства возникающего гибридного состояния. Поэтому в данной работе исследована возможность возбуждения гибридного состояния ТПП и ППП в системе одномерный ФК/металл при условиях полного внутреннего отражения и изучению оптических свойств этого состояния. Целями работы являются численное и экспериментальное исследование условий возбуждения гибридных состояний ТПП и ППП, локализованных на границе раздела ФК-металл и исследование угловых, спектральных и поляризационных зависимостей оптических свойств этих состояний.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕШАННЫХ СОСТОЯНИЙ ТАММОВСКИХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

2.1 Образцы и экспериментальная установка

В качестве основы для образца был выбран фотонный кристалл, состоящий из 6 пар слоев $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ на кварцевой подложке. Показатели преломления слоев составляли $n_1 = 1.95$ и $n_2 = 1.46$ соответственно; средние толщины слоев составляли 109 нм (ZrO_2) и 146 нм (SiO_2). В соответствии с расчетом наиболее эффективно ТПП возбуждается на таком образце при добавлении к слою ФК, граничащему с металлом, 80 нм SiO_2 . После этого на образец было напылено 30 нм золота (образец № 1) (рисунок 1). Кроме того для изучения спектров ППП был изготовлен образец № 2. Он состоял из кварцевой подложки, на которую было напылено 30 нм золота. Для измерения спектров коэффициента отражения использовались коллимированные лучи от лампы накаливания. Поляризация контролировалась призмой Глана. Для получения угловых зависимостей использовался механи-

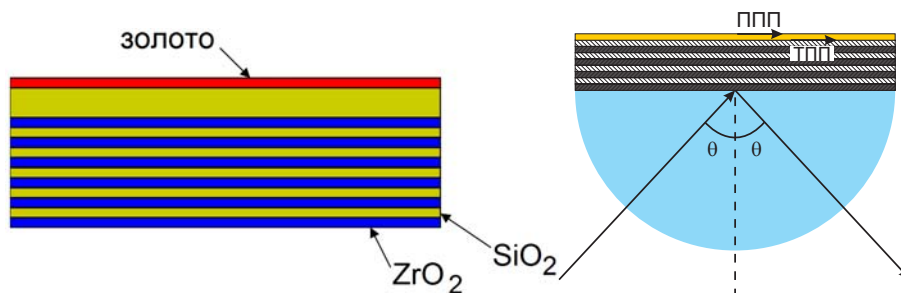


Рис. 1. (справа) Схема образца; (слева) Схема одновременного возбуждения ТПП и ППП. Обратите внимание, что ТПП и ППП распространяются по разным поверхностям металлической пленки

зированный гониометр ϕ -2 ϕ . Излучение падало на образец через цилиндрическую призму, поэтому угол поворота плеча гониометра, содержащего образец, соответствовал углу падения излучения на образец. Далее углы падения соответствуют углам падения из призмы. Отраженное излучение регистрировалось спектрометром Solar S100 со спектральным разрешением 1 нм.

2.2 Экспериментальное исследование гибридных оптических таммовских состояний методами частотно-угловой спектроскопии

На рисунке 2(а) показан частотно-угловой спектр коэффициента отражения для ТМ-поляризации падающего излучения, который представляет собой серию спектров коэффициента отражения образца № 1 для углов падения света от 25° до 60°. Для углов, не превосходящих угол полного внутреннего отражения (около 42° для данной призмы), внутри фотонной запрещенной зоны фотонного кристалла наблюдается узкий резонанс поглощения, соответствующий возбуждению ТПП. На рис. 2(а) данная особенность проявляется в виде темной полосы, обозначенной стрелкой. При углах, превосходящих угол полного внутреннего отражения, могут выполняться условия фазового синхронизма для ППП. На длине волны 990 нм при угле падения 43° наблюдается резонанс поглощения, соответствующий возбуждению ППП. При дальнейшем увеличении угла падения он быстро смещается в коротковолновую область спектра. Резонанс, соответствующий ТПП снова появляется при угле падения 43° на длине волны 620 нм. В диапазоне углов 45°–50° дисперсионные кривые ТПП и ППП располагаются практически параллельно друг другу. Спектральное расстояние между резонансами составляет 75 ± 5 нм. При углах, больших 50° в спектре

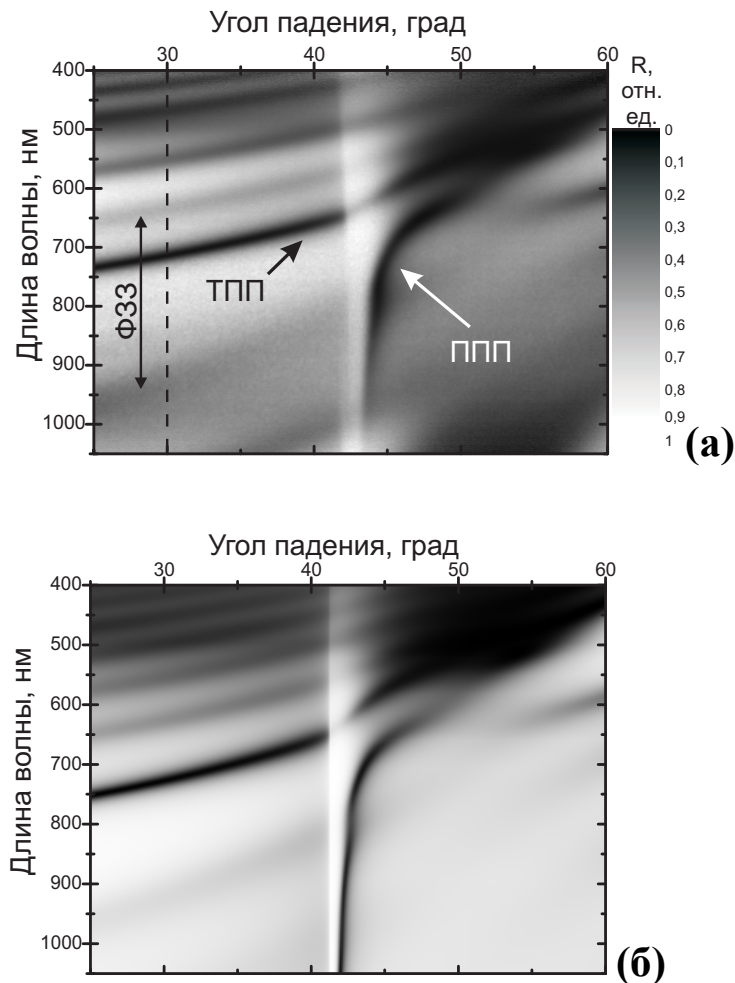


Рис. 2. (а) Частотно-угловой спектр коэффициента отражения образца № 1 для ТМ-поляризованного излучения. Отмечены дисперсионные кривые ТПП, ППП и фотонная запрещенная зона (ФЗЗ). (б) Численный расчет частотно-углового спектра коэффициента отражения модельного образца для ТМ-поляризованного излучения

коэффициента отражения нельзя выделить резонансные особенности, связанные с возбуждением какого-либо из поверхностных состояний.

Аналогичные измерения были проведены и для образца № 2, в котором ППП возбуждается в отсутствии ТПП. На рисунке 3 приведен частотно-угловой спектр коэффициента отражения образца № 2 при изменении угла падения от 39 до 60 градусов. Резонанс, соответствующий возбуждению ППП появляется при угле падения 43° на длине волны 1000 нм. Стоит заметить, что длина волны возбуждения ППП на образце № 2 при угле падения 50° составляет примерно 530 нм, в то время как длина волны возбуждения ППП, возбужденного на образце № 1 при том же угле падения составляет 610 нм.

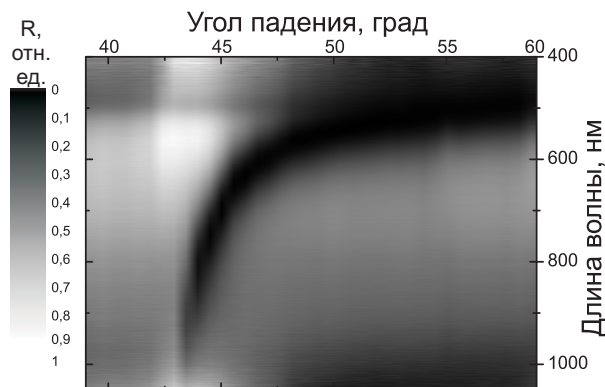


Рис. 3. Частотно-угловой спектр коэффициента отражения образца № 3 для ТМ-поляризованного излучения

Таким образом компонента гибридного состояния, соответствующая возбуждению ППП сдвигается на 100 нм в длинноволновую область по сравнению с дисперсионной кривой ППП, возбуждаемого в образце № 2 (в отсутствии ТПП).

На рисунке 4(а) показан частотно-угловой спектр коэффициента отражения образца № 1 для ТЕ-поляризованного излучения. В случае ТЕ-поляризации ППП возбуждаться не может, поэтому структура спектра коэффициента отражения не претерпевает никаких изменений при увеличении угла падения света. Видно, что при увеличении угла падения излучения центр фотонной запрещенной зоны ФК и дисперсионная кривая ТПП смещаются в коротковолновую область спектра.

2.3 Численные расчеты и обсуждение результатов

Для интерпретации экспериментальных данных были проведены численные расчеты методом матриц распространения с учетом реальной дисперсии золота. Результаты численного расчета коэффициента отражения для ТМ- и ТЕ-поляризованного излучения приведены на рисунках 2(б) и 4(б) соответственно. Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с численными расчетами. Небольшие расхождения можно объяснить угловой расходимостью пучка и его фокусировкой цилиндрической призмой.

Как уже было указано, дисперсионные кривые ППП, возбуждаемых на образце № 2 и на образце № 1 различаются между собой. Дисперсионная кривая ППП, возбуждаемого на образце № 1 имеет более резкий излом

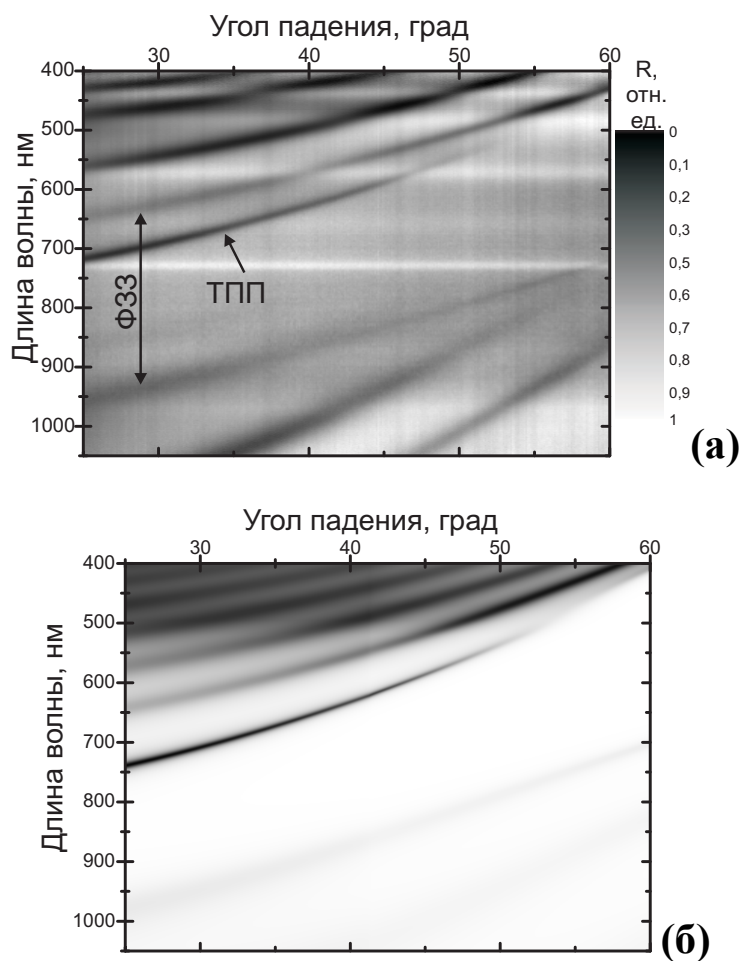


Рис. 4. (а) Частотно-угловой спектр коэффициента отражения образца № 1 для ТЕ-поляризованного излучения. (б) Численный расчет частотно-углового спектра коэффициента отражения модельного образца для ТЕ-поляризованного излучения

при приближении к коротковолновой части спектра. Это связано с расталкиванием дисперсионных кривых ТПП и ППП. При рассмотрении распространения излучения в системе ФК-металл при условиях полного внутреннего отражения, решение волнового уравнения представляет собой суперпозицию решения, локализованного на границе раздела ФК-металл (ТПП) и решения, локализованного на границе раздела металл-вакуум (ППП). В этом случае данные поверхностные состояния нельзя рассматривать по отдельности. Можно сказать, что возникает некое гибридное состояние ТПП и ППП. Стоит подчеркнуть, что речь не идет о взаимодействии ТПП и ППП в терминах переноса энергии, поскольку все эффекты, наблюдаемые в данной работе, являются линейными.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В системе фотонный кристалл-металл обнаружено возникновение гибридного состояния ТПП и ППП при углах падения излучения, превышающих угол полного внутреннего отражения. Показано, что в случае возбуждения гибридного состояния дисперсионная кривая расщепляется на две компоненты: таммовскую и плазмонную, причем величина расщепления составляет не менее 75 ± 5 нм. Расталкивание компонент гибридного состояния приводит к сдвигу дисперсионной кривой плазмонной компоненты гибридного состояния в длинноволновую область спектра на 100 нм по сравнению с дисперсионной кривой поверхностного плазмона в обычной системе металл-диэлектрик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И.Е. Тамм *О возможной связи электронов на поверхностях кристалла*// ЖЭТФ, 1933, 3, 34–35.
2. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand et al. *Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric bragg mirror*// Phys. Rev. B, 2007, 76, 165415.
3. M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M.A. Kalitseevski et al. *Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light*// App. Phys. Lett., 2008, 92, 251112.
4. A. Kavokin, I. Shelykh, and G. Malpuech *Optical tamm states for the fabrication of polariton lasers*// App. Phys. Lett., 2005, 87, 261105.
5. R. Brückner, A.A. Zakhidov, R. Scholz et al. *Phase-locked coherent modes in a patterned metal–organic microcavity*// Nature Photonics, 2012, 6, 322–326
6. C. Symonds, A. Lemaître, E. Homeyer et al. *Emission of tamm plasmon/exciton polaritons*// App. Phys. Lett., 2009, 95, 151114.
7. R. Brückner, M. Sudzius, S.I. Hintschich et al. *Hybrid optical tamm states in a planar dielectric microcavity*// Phys. Rev. B, 2011, 83, 033405.
8. A.V. Baryshev, K. Kawasaki, P.B. Lim et al. *Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs*// Phys. Rev. B, 2012, 85, 205130.

**ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ
ГАЛОГЕНИДОВ МЕДИ В СТЕКЛЕ
КАЛИЕВО-АЛЮМО-БОРАТНОЙ МАТРИЦЫ
А.Н. Бабкина, П.С. Ширшнев, В.А. Цехомский**

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики
(г. Санкт-Петербург, Кронверский пр., 49)
e-mail: babkinauha@ya.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлена электрооптическая установка, позволяющая определить с погрешностью $\pm 10^\circ\text{C}$ температуру плавления фазы, содержащей галогениды меди, в стекле калиево-алюмо-боратной матрицы. Показано, что в структуре стекла возможно наличие переохлажденной жидкости. Получены температуры плавления и кристаллизации нанокристаллов галогенидов меди.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нанокристаллы хлорида и бромида меди обладают крутой границей поглощения в УФ и видимой частях спектра, фотохромным и нелинейным оптическим откликом, оптическим ограничением и возможностями контролировать параметры ограничения вследствие размерного эффекта. Такой материал перспективен для оптических фильтров, нелинейных насыщающихся ограничителей оптического излучения.

Изначально процесс нуклеации нанокристаллов галогенидов меди в структуре стекла был изучен в натрево-алюмо-боро-силикатной матрице в температурном диапазоне $200\text{--}700^\circ\text{C}$ [1-4]. Было замечено, что в процессе охлаждения образца стекла в нанокристаллы кристаллизуются при температуре порядка 200°C , а плавятся при 350°C , из этого было сделано предположение, что в структуре стекла находятся капли переохлажденной жидкости. Измерения были проведены методом малоуглового рентгеновского рассеяния.

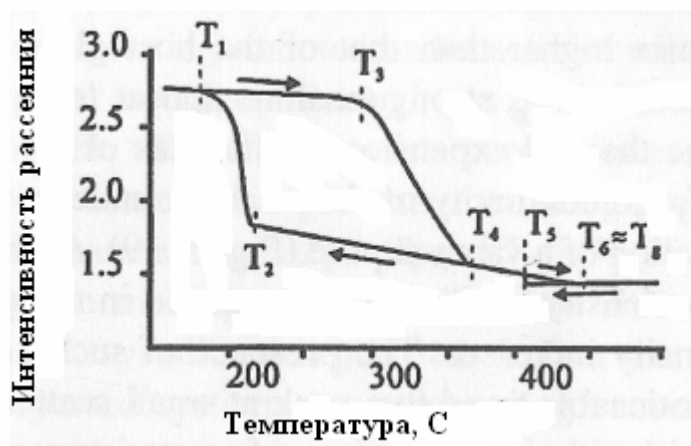


Рис. 1. Зависимость интенсивности мало углового рентгеновского рассеяния от температуры в кристаллах хлорида меди

Стекла состава $20\text{K}_2\text{O}-25\text{Al}_2\text{O}_3-55\text{B}_2\text{O}_3$ (мол%) с добавкой $4\text{Cu}_2\text{O}-0,66\text{NaCl}-16\text{NaBr}$ (вес%) варились в корундизовых тиглях при температуре 1350°C с перемешиванием кварцевой мешалкой в течение 4ч, отливались на металлическую плиту и отжигались инерционно от температуры 350°C . Была получена серия образцов с разными температурами первичной термообработки от 380°C до 450°C в течение 10 часов. Были измерены спектры поглощения каждого образца в интервале от 370 до 430нм на спектрофотометре Cary Varian. Известно, что полосы поглощения $Z_{1,2}$ - и Z_3 -экситона CuCl и CuBr массивных кристаллов лежат в области 410-415 и 370-390нм соответственно [2-5].

Температура плавления макрокристаллов хлорида и бромиды меди составляют 426 и 504°C соответственно. Согласно размерному эффекту температуры плавления кристаллов, выделившихся в матрице стекла лежат намного ниже: в температурном диапазоне до 350°C (при 370°C плавится матрица стекла).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Экспериментальная установка

Необходимо было создать установку, позволяющую регистрировать спектр пропускания образцов стекол в области экситонной полосы поглощения хлорида и бромиды меди (I) (370-450нм) в зависимости от температуры образца. Температурный диапазон был определен как $25-250^\circ\text{C}$

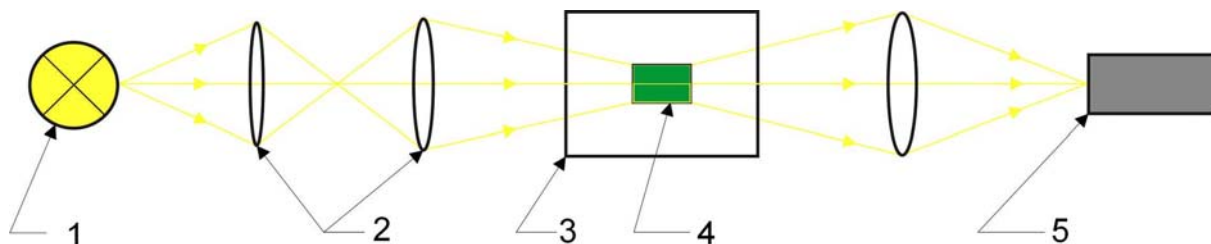


Рис. 2. Схема экспериментальная установка: 1-источник излучения, 2-коллимирующая система линз, 3-термоячейка, 4-образец, 5-монокроматор

(верхняя граница была изменена в виду возможностей установки) с шагом $10-15^{\circ}\text{C}$.

Был использован источник света широкого спектра: лампа белого света и приемник широкого спектрального диапазона: монокроматор Моно-2. Расходящийся пучок света был сколлимирован системой линз и зеркал на образец, находящийся в термоячейке на фокусной плоскости. Сигнал от монокроматора поступал на монитор компьютера через специальную программу. Образцы были выбраны максимально доступной толщины – 5мм.

2.2. Результаты, обработка и обсуждение

Получившиеся спектры были довольно специфичными в силу новизны установки и неприспособленности программы монокроматора для непосредственно целей спектроскопии.

На рисунке приведены части зарегистрированных спектров поглощения образца стекла с температурой первичной термообработки 400°C , наиболее ярко характеризующие наличие/отсутствие полосы поглощения. Очевидно, что пик в спектре 1 говорит о наличии поглощающих на данной длине волны частиц в матрице стекла, в спектре 2 этот пик отсутствует, что говорит об их отсутствии. Однако единицы измерения, используемые при регистрации спектров, не могут быть переведены в привычные для нас, это значит, что полученные спектры нельзя использовать количественно, только качественно (как индикатор - есть поглощение или нет).

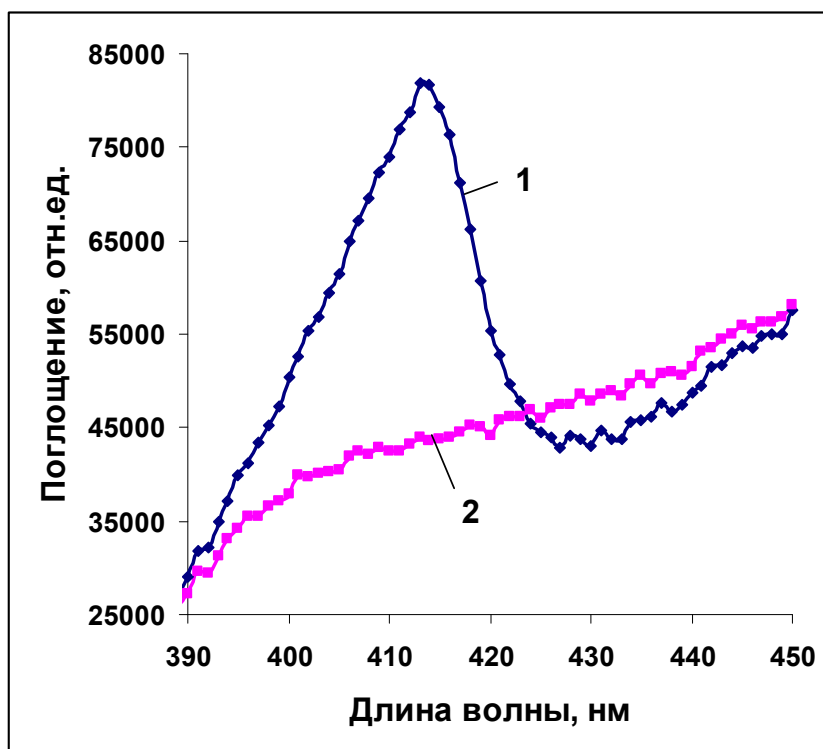


Рис. 3. Спектры поглощения образца стекла с температурой первичной термообработки 400°C при температуре образца 1-комнатной температуре, 2- 170°C

Измерения проводились как в процессе нагревания, так и контролируемого охлаждения (термопара была прикреплена непосредственно к образцу стекла). Получив набор значений пропускания образца для каждой температуры, мы получили следующие зависимости.

В силу опять-таки специфичности установки мы не можем принимать во внимание количественные значения оси Y данного графика: погрешность этой оси составляет примерно 0,1. Как видно из графика, при нагревании уровень пропускания претерпевает скачок при температуре 170°C , при охлаждении обратный скачок происходит при температуре 70°C . Если предположить, что скачок графика иллюстрирует процесс плавления фазы галогенидов меди в первом случае и процесс кристаллизации во втором, то в итоге в интервале температур $70\text{--}170^{\circ}\text{C}$ мы регистрируем наличие переохлажденной жидкости в матрице стекла.

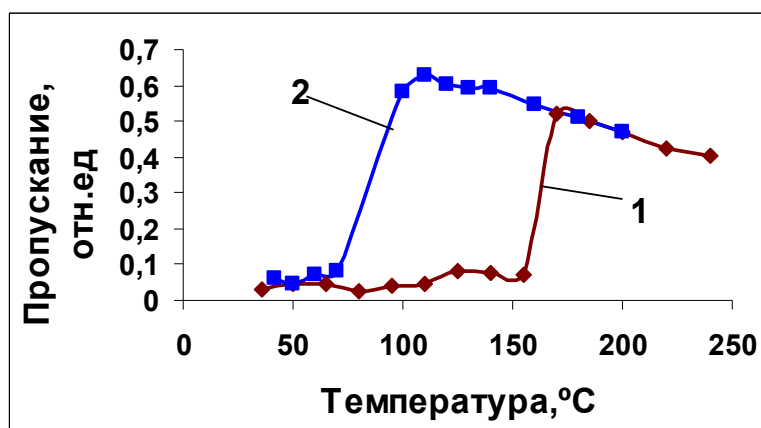


Рис. 4. Зависимость уровня пропускания образца с температурой первичной термообработки 400°C от температуры образца в процессе 1-нагрева и 2-охлаждения

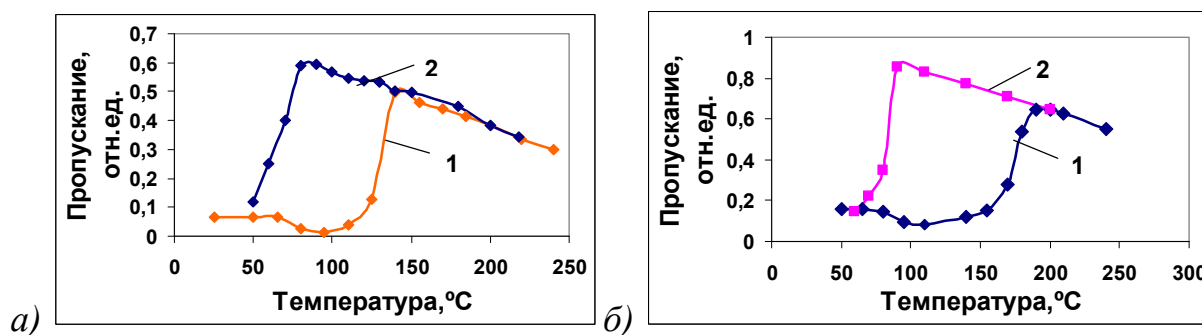


Рис. 5. Зависимость уровня пропускания образца с температурой первичной термообработки а) 390 и б) 410°C от температуры образца в процессе 1-нагрева и 2-охлаждения

Этот результат был проверен на образцах с другими температурами термообработок.

Полученные графики также претерпевают скачки, как при нагревании, так и при охлаждении. У образца с температурой первичной термообработки 390°C скачки уровня пропускания происходят при температурах 130°C и 60°C, у образца с температурой термообработки 410°C – при 180°C и 80°C. Погрешность измерений составила 10°C, это объясняется тем, что мы измеряли температуру поверхности образца, а не температуру изучаемых нами структур. Во всех полученных графиках можно наблюдать «хвост» в области больших температур: уменьшается уровень пропускания стекла в целом, это связано с термохромизмом матрицы.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы определили возможные температуры плавления и кристаллизации фазы галогенидов меди в образцах калиево-алюмо-боратного стекла. У образцов с разными температурами термообработок они оказались различны: чем больше температура термообработки, тем выше температура плавления и кристаллизации. Это объяснимо тем, что размер выделяющихся в процессе термообработки кристаллитов также зависит от температуры обработки: чем выше T , тем больше радиус фазы CuCl и CuBr , и тем больше их температура плавления. По сравнению с серией аналогичных опытов, проведенных над нанокристаллами хлорида меди в стекле натриево-алюмо-боро-силикатной матрицы [2-5] значения температур плавления и кристаллизации уменьшились примерно на 200°C .

Работа поддержана грантом РФФИ (номер заявки 12-02-31896 мол_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Dotsenko, L. B. Glebov, and V. A. Tsekhomsky, *Physics and Chemistry of Photochromic Glasses* // CRC Press, 1998, P.208
2. Валов П.М., Лейман В.И., *Стадия формирования и рост зародышей фазы CuCl в стекле* // ФТТ, Т.47, вып.11, 2005, С.2060-2065
3. Валов П.М., Лейман В.И., *Размерные эффекты в температурах плавления и кристаллизации нанокристаллов хлорида меди в стекле* // Письма в ЖЭТФ, Т.66, вып.7, 481-486, 2007, С.1294-1297
4. Валов П.М., Лейман В.И., *Распределение по размерам наночастиц CuCl в стекле на различных стадиях нуклеации* // ФТТ, Т.51, вып.8, 2009, С.1607-1612
5. Валов П.М., Лейман В.И., *Флуктуации энергии при оптических переходах в кристаллах CuHal* // ФТТ, Т.44, вып.4, 2002, С.1776-1779
6. Ким А.А., Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А., Ширшнев П.С. *Нелинейно-оптические эффекты в стеклах с нанокристаллами хлорида меди* // Письма в ЖЭТФ, 37, вып.9, 2011, С.22-28

КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ГРУППЫ $SU(1,1)$ И ТЕОРИЯ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А.С. Барсов, Д.И. Умов, А.В. Горохов

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)*

e-mail: barsoff_andrey_s@mail.ru, udi-88@mail.ru, gorokhov@samsu.ru

АННОТАЦИЯ

С использованием техники когерентных состояний исследован важный в квантовой информатике процесс спонтанного параметрического рассеяния. Показано, что использование в качестве начального состояния суперпозиции когерентных состояний группы $SU(1,1)$ позволяет увеличить сжатие генерируемых фотонных пар, а учет керровской нелинейности среды приводит к подавлению параметрического усиления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Со времени предсказания и открытия СПР прошло уже более полувека, но интерес к исследованию этого явления по-прежнему не ослабевает. Особый важность представляет применение уникальных характеристик, рождаемых в СПР скоррелированных пар фотонов, в квантовой информатике. Как было показано Д.Н. Клышко (см. [1],[2]), СПР может быть описано только в рамках последовательной квантовой теории.

Одним из наиболее используемых в современной квантовой оптике, стал подход, основанный на использовании когерентных состояний.[3],[4] Это объясняется тем, что данный метод является очень наглядным и универсальным. С его помощью находятся квазиклассические асимптотики квантовых величин, а также получаются результаты, справедливые за пределами применимости теории возмущений. Достоинством метода когерентных состояний (КС) является то, что КС, при своем развитии во времени остаются когерентными и минимизируют соотношение неопределенностей Гейзенберга. [4] Поэтому они являются квантовыми состояниями, наиболее близкими к классическим. Движение в фазовом пространстве точки, соответствующей КС, подчиняется классическим уравнениям движения, поэтому квантовую задачу можно “свести” к классической задаче.

Целью данной работы является применение метода когерентных состояний для исследования квазиклассической динамики модели спонтанного параметрического рассеяния с учетом керровской нелинейности среды.

Задачей настоящей работы является вывод уравнений движения в представлении КС, исследование временной динамики КС и расчет временной эволюции среднего числа фотонов и параметра сжатия фотонной моды в зависимости от параметров модели.

2. КВАНТОВЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ И КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) света представляет собой процесс спонтанного распада фотонов, падающего на нелинейный кристалл лазерного излучения (накачки) с частотой ω_0 на пары фотонов: сигнальный (с частотой ω_1) и холостой (с частотой ω_2). При этом, по закону сохранения энергии, сумма частот родившихся фотонов равна частоте накачки:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2. \quad (1)$$

Рассмотрим модель квантового параметрического усилителя, в которой поле накачки квантованное, и имеется вырождение по частоте для сигнальной и холостой мод ($\omega_1 = \omega_2$). Гамильтониан такой системы имеет вид [4]:

$$H = \hbar\omega_0 \left(a_0^+ a_0 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_1 \left(a_1^+ a_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\Lambda e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \left((a_1^+)^2 a_0 + a_1^2 a_0^+ \right), \quad (2)$$

где в качестве константы взаимодействия моды со средой выбрана величина $\Lambda e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2}$, что позволяет учесть в рассматриваемой модели разбегание пучков.

Гамильтониан может быть выражен [5] через генераторы группы Гейзенберга – Вейля W_I и группы $SU(1,1)$:

$$[K_0, K_{\pm}] = \pm K_{\pm}, [K_-, K_+] = 2K_0, \quad (3)$$

где

$$K_+ = \frac{1}{2} a_1^+ a_1^+, K_- = \frac{1}{2} a_1 a_1, K_0 = \frac{1}{2} \left(a_1^+ a_1 + \frac{1}{2} \right). \quad (4)$$

Тогда гамильтониан (2) представится в виде:

$$H = \hbar\omega_0 \left(a_0^+ a_0 + \frac{1}{2} \right) + 2\hbar\omega_0 K_0 + 2\hbar\Lambda e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} (K_+ a_0 + K_- a_0^+) \quad (5)$$

Поскольку гамильтониан содержит в себе как генераторы группы Гейзенберга – Вейля W_1 , так и генераторы группы $SU(1,1)$, то динамику системы можно описывать с помощью КС группы $W_1 \otimes SU(1,1)$ - прямого произведения группы Гейзенберга – Вейля и группы $SU(1,1)$.

Будем искать эволюцию соответствующих КС по следующей схеме [5], [6]:

- 1) найдем диагональный матричный элемент оператора Гамильтона в представлении КС:

$$\tilde{H} = \langle z | H(t) | z \rangle = \tilde{H}(z, \bar{z}; t), \quad (6)$$

где $\bar{z}$ обозначение для z комплексно сопряженного.

- 2) найдем решение дифференциального уравнения

$$\dot{z} = -\frac{i}{\hbar} \{z, \tilde{H}(z, \bar{z}; t)\}, \quad (7)$$

2.1. Динамика когерентных состояний

Воспользуемся приведенной схемой для решения поставленной задачи. Вычисляя диагональный матричный элемент гамильтониана в представлении КС (6) и подставляя результат в (7) получим следующие уравнения:

$$\dot{z}_1 = -\frac{i(1 - z_1 \bar{z}_1)^2}{2\hbar k} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \bar{z}_1}, \quad \dot{z}_0 = -\frac{i}{\hbar} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \bar{z}_0}, \quad (8)$$

где

$$\tilde{H} = \hbar\omega_0 \left(z_0 \bar{z}_0 + \frac{1}{2} \right) + 2\hbar k \frac{\omega_1 (z_1 \bar{z}_1 + 1) + 2\Lambda e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} (z_0 \bar{z}_1 + z_1 \bar{z}_0)}{1 - z \bar{z}}. \quad (9)$$

Получаем уравнения движения (8) в явном виде:

$$\dot{z}_1 = -i \left(\omega_1 z_1 + \Lambda e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \bar{z}_0 z_1^2 \right), \quad \dot{z}_0 = -i \left(\omega_0 z_0 + \frac{2\Lambda e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} k z_1}{(1 - z_1 \bar{z}_1)} \right). \quad (10)$$

Нами проведено численное решение этого комплексного дифференциального уравнения в пакете Mathematica 6.0. На основании полученных численных решений для каждого случая мы построили:

1. график траектории КС на комплексной плоскости

2. график параметра сжатия
3. график зависимости среднего числа фотонов в моде от времени.

Так как у группы $SU(1,1)$ существует две серии представлений: при $k = \frac{1}{4}$ и при $k = \frac{3}{4}$ - соответственно четная и нечетная серии представлений, мы получили численные решения уравнения (10) для состояний являющихся суперпозицией чистых состояний каждой серии.

При моделировании брались следующие значения констант:

$$\omega_0 = 1, \omega_1 = 0,5, \Lambda = 0,2, \tau = 5$$

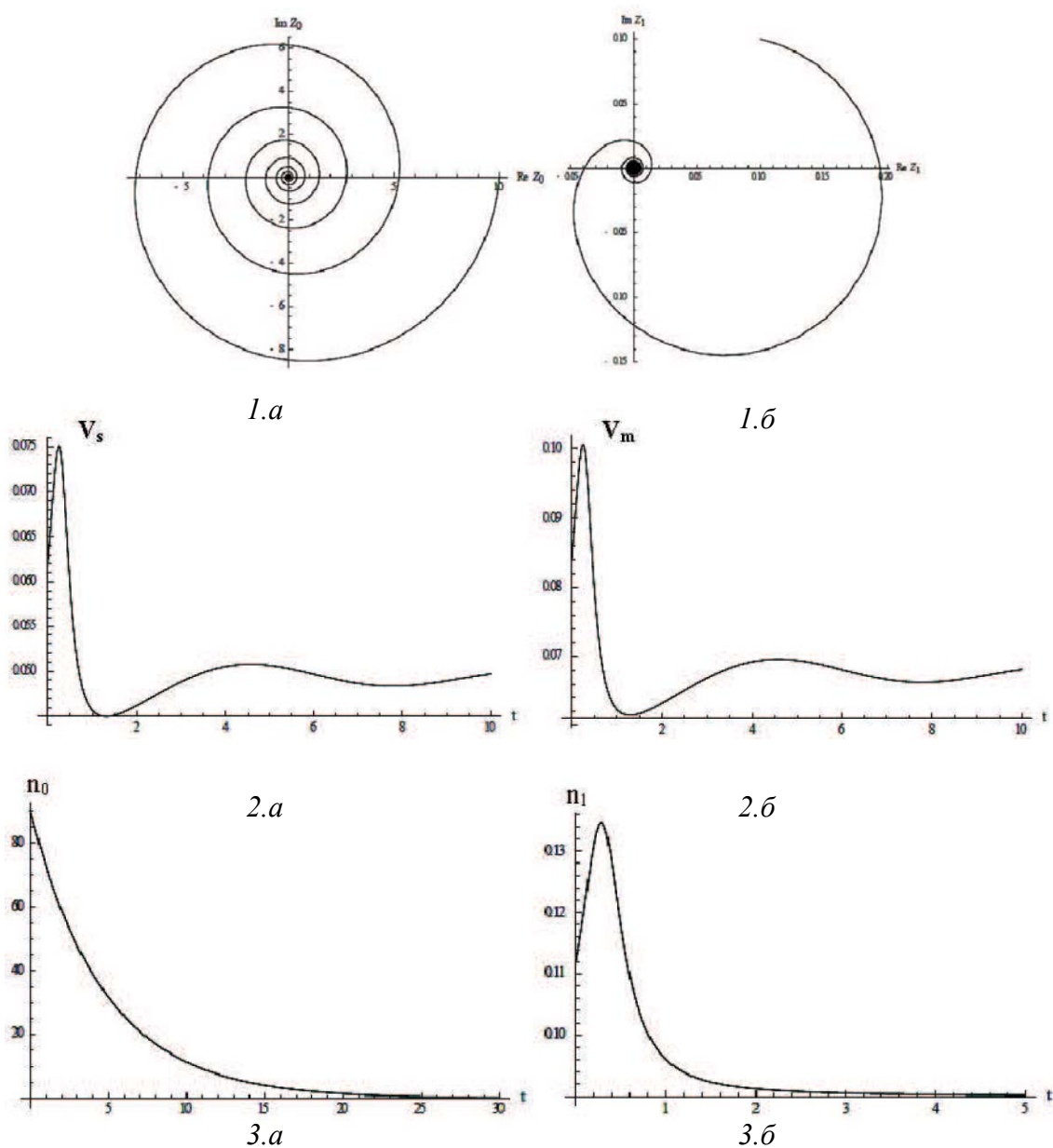


Рис. 1. Динамика КС, параметра сжатия и числа фотонов для моды накачки (а) и для сигнальной моды (б)

3. НЕВЫРОЖДЕННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

3.1. Расчет эволюции моды в среде с керровской нелинейностью

Рассмотрим возникновение эффекта СПР в ячейке Керра - кристалле с коэффициентом преломления, зависящим по закону [7]:

$$n = n_0 + \alpha E^2 \quad (11)$$

Пусть на этот кристалл падает лазерный пучок с частотой, равной частоте собственных колебаний электромагнитного поля в кристалле. Пусть интенсивность падающего пучка велика настолько, что его можно считать классическим. Также, пусть из-за большой интенсивности внешнего приложенного электрического поля в кристалле будет наблюдаться эффект Керра – сдвиг фазы выходящего пучка (в нашем случае двух пучков из-за параметрического усиления) зависящий от интенсивности приложенного внешнего электрического поля.

Такая система для случая вырожденного параметрического рассеяния может быть описана гамильтонианом [8]

$$H = \hbar\omega_0 a^+ a + \hbar\Lambda \left((a^+)^2 e^{-2i\omega t} + a^2 e^{2i\omega t} \right) + \hbar\kappa(t) (a^+ a)^2, \quad (12)$$

где $\kappa(t)$ - параметр, зависящий от интенсивности внешнего электрического поля.

Будем описывать сигнальную и холостую моды в полученном осцилляторе. Поскольку мы рассматриваем вырожденное параметрическое усиление, то все сводится к описанию эволюции одной моды.

Так как гамильтониан (12) содержит в себе операторы, образующие замкнутые алгебры, на которых строятся используемые нами КС группы SU(1,1) [9],[10], то справедливо описание динамики при помощи КС группы SU(1,1).

Тогда с учетом (4) гамильтониан (12) представится в виде:

$$H = 2\hbar\omega_0 K_0 - 1 + 2\hbar\Lambda \left(K_+ e^{-2i\omega t} + K_- e^{2i\omega t} \right) + 4\hbar\kappa(t) K_+ K_-. \quad (13)$$

После подстановки (13) в матричный элемент оператора Гамильтона (13) получим:

$$\dot{H} = 2\hbar\omega_0 k \frac{1 + z\bar{z}}{1 - z\bar{z}} + \frac{2\hbar\Lambda k}{1 - z\bar{z}} \left(\bar{z} e^{-2i\omega t} + z e^{2i\omega t} \right) + \frac{8\hbar k \kappa(t) z\bar{z} (2k + z\bar{z})}{(1 - z\bar{z})^2}. \quad (14)$$

Для КС группы SU(1,1) получим уравнение:

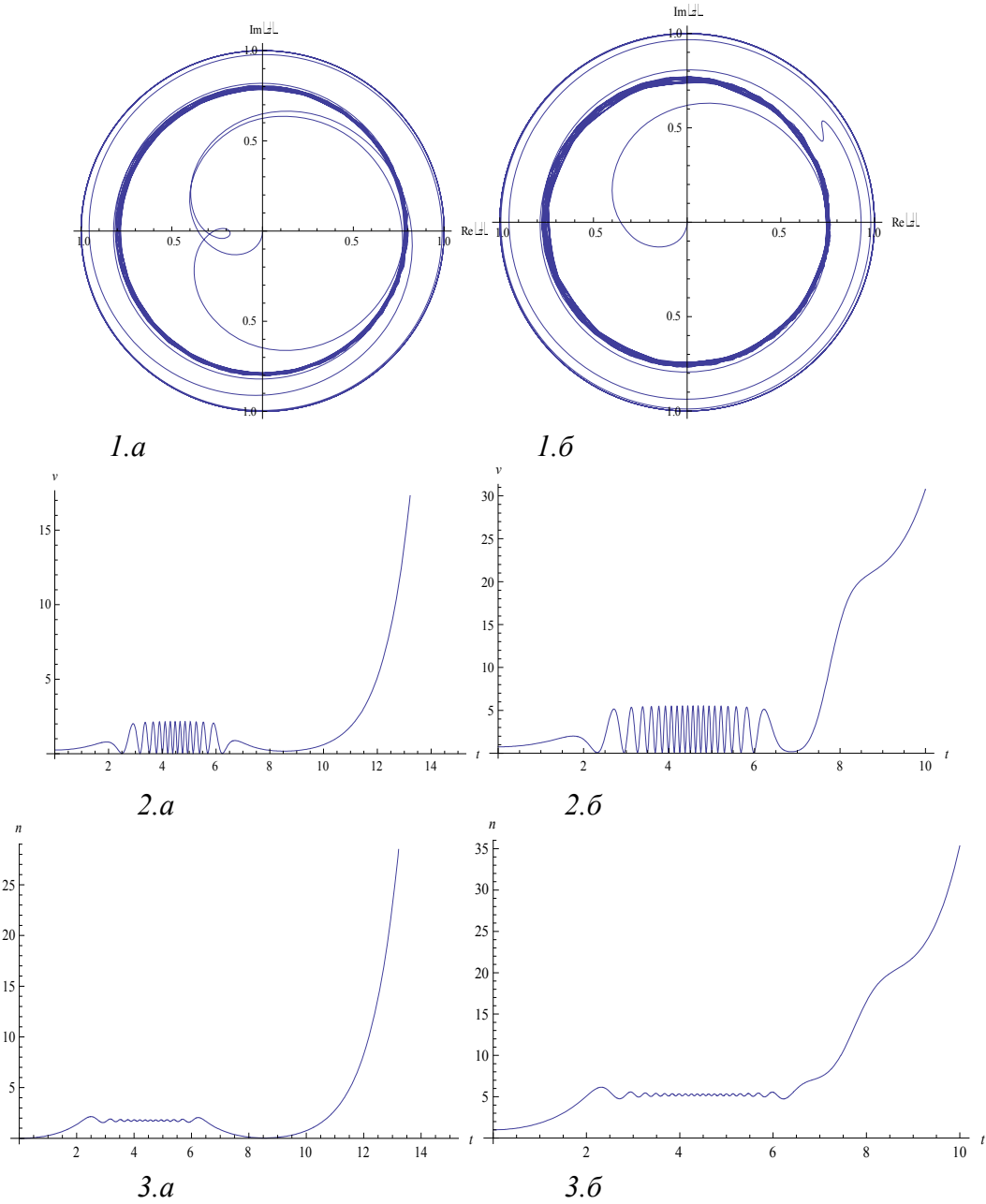


Рис. 2. Динамика КС, параметра сжатия и числа фотонов для четной (а) и нечетной серий представлений группы $SU(1,1)$

$$\dot{\bar{z}} = -i \left(2\omega_0 z + \Lambda \left(e^{-2i\omega t} + z^2 e^{2i\omega t} \right) + 8\kappa(t) \left(kz + \bar{z}z^2 + \frac{2kz^2\bar{z} + z^3\bar{z}^2}{1 - z\bar{z}} \right) \right). \quad (15)$$

Нами проведено численное решение этого комплексного дифференциального уравнения в пакете Mathematica 6.0. Решение проведено для зависимости параметра Керровской нелинейности от времени вида:

$$\kappa(t) = \alpha e^{-\omega'(t-t_0)^2} \cos(\omega''t). \quad (16)$$

На основании полученных численных решений отдельно для четной и нечетной серии представлений группы $SU(1,1)$ мы построили:

1. график траектории КС на комплексной плоскости
2. график параметра сжатия
3. график зависимости среднего числа фотонов в моде от времени

При моделировании брались следующие значения констант:

$$\omega_0 = 1, \omega = 1.1, \omega' = \pi / 8, \omega'' = \pi / 14, \Lambda = 0.5, \alpha = \pi, t_0 = 5 \quad (17)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы:

- показано, что динамика в $SU(1,1)$ -представлении более адекватна задаче, поскольку позволяет описать сжатие моды;
- динамика квадратурного параметра сжатия является достаточно сложной, однако можно выделить моменты времени, когда рассчитываемый квадратурный параметр позволяет говорить о сжатии фотонной моды;
- теоретически рассчитана временная эволюция среднего числа фотонов, которая при малом времени существования Керровской нелинейности экспоненциально зависит от времени. В области сильной Керровской нелинейности среднее число фотонов флуктуирует на частоте модуляции Керровской нелинейности;

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генерация бифотонного света в поляризационно-частотных Белловских состояниях/А.В. Бурлаков [и др.]/ЖЭТФ. 2002, Т. 122.
2. Китаева Г.Х., Пеннин А.Н., Спонтанное параметрическое рассеяние света//Письма в ЖЭТФ. 2005, Т. 82, В. 6.
3. Скалли, М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика, пер. с англ./под ред. В.В. Самарцева//М.: Физматлит, 2003.
4. Шляйх, В.П. Квантовая оптика в фазовом пространстве /пер. с англ. под ред. В.П. Яковлева// М.: Физматлит, 2005.
5. Горохов, А.В., Умов Д.И. Квантовая теория спонтанного параметрического рассеяния света и когерентные состояния трехмерной группы Лоренца // Вестник СамГУ. – Естественнонаучная серия. 2011. № 2(83). С. 171-178.

6. Горохов, А.В. Когерентные состояния, динамический хаос и когерентная релаксация в моделях квантовой оптики и лазерной физики//Сам.: СамГУ 2005.
7. Шен, И.Р. Принципы нелинейной оптики.//М.: Мир. 1989.
8. Барсов, А.С., Горохов А.В. Когерентные состояния и динамика моды в среде с керровской нелинейностью. // Известия Саратовского университета. 2010. Т. 10. Сер. Физика. В. 1. С. 36-39.
9. Carmichael, H. An open systems approach to quantum optics//Springer-Verlag Berlin Heidelberg, - 1993.
10. Переломов, А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения//М.: Наука, 1977

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

Н.Н. Булавин, Н.П. Козлов

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
kollapse90@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты моделирования компенсационного датчика волнового фронта на основе эффекта Тальбота и оценки его возможностей. Так же приведены экспериментальные результаты, полученные с помощью действующего макета датчика, которые показывают возможность практической реализации предложенной схемы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование принципа компенсации позволяет создать датчик волнового фронта (ДВФ) на основе эффекта Тальбота, с одной стороны, обладающий высокой чувствительностью (на уровне интерференционных датчиков), и, с другой стороны, устойчивый к механическим и тепловым воздействиям. При этом, в отличие от датчиков гартмановского типа, не требуется использование приемника с высоким пространственным разрешением.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Для создания ДВФ могут быть использованы различные оптические явления, например интерференция света. Так как результат сложения когерентных волн зависит от разности фаз между ними, то по структуре интерференционных полос можно определить распределение разности фаз между двумя волновыми фронтами. На этом принципе основаны так называемые интерференционные ДВФ. Примером таких датчиков является интерферометр Физо [1]. Интерферометрические датчики обладают высокой чувствительностью, но при этом очень критичны к внешним механическим и тепловым воздействиям и не могут быть использованы для измерения сильно искривленных волновых фронтов.

Другим типом ДВФ являются геометрические датчики. Они менее чувствительны, но более удобны в практическом использовании, как с точки зрения устойчивости к внешним механическим и тепловым воздействиям, так и с точки зрения измеряемого диапазона наклонов волнового фронта. Принцип действия таких устройств основан на том, что направление распространения лучей определяется локальным наклоном волнового фронта. Примером является датчик Шака-Гартмана [2].

Еще один тип датчиков основан на явлении дифракции, в частности на использовании эффекта Тальбота [3]. В литературе описан ряд схем, основанных на эффекте Тальбота [4-6], однако во всех этих схемах требуются приемники с хорошим пространственным разрешением.

3. КОМПЕНСАЦИОННЫЙ ДАТЧИК НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

3.1 Эффект Тальбота для неплоских волновых фронтов

Эффект Тальбота заключается в следующем: на расстояниях, кратных некоторому фиксированному расстоянию, распределение интенсивности поля плоской волны, прошедшей через периодическую структуру, будет самовоспроизводиться, то есть воспроизводиться в соответствии с пропусканьем этой структуры. Можно показать, что эффект Тальбота будет наблюдаться и в случае, когда форма волнового фронта будет отлична от плоской. Если освещать решетку сферической волной с радиусом кривизны R и с длиной волны λ , комплексную амплитуду падающей на периодическую структуру волны можно записать в виде

$$U(x, y) = U_0 \exp\left(\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda R}\right).$$

Пропускание одномерной периодической структуры (амплитудной решетки) с частотой f , на которую падает волна, можно описать в виде разложения в ряд Фурье

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{2\pi i m f x}.$$

Для того, чтобы найти распределение на расстоянии z за системой из двух скрещенных решеток, можно воспользоваться дифракционным интегралом в приближении Френеля:

$$U(x', y') = \frac{1}{i\lambda z} \iint U(x, y) \cdot t(x) \cdot t(y) \cdot \exp\left(\frac{i\pi((x-x')^2 + (y-y')^2)}{\lambda z}\right) dx dy.$$

Если ввести величину (расстояние Тальбота) $z_0 = 2 / \lambda f^2$ то для удобства вычисления и анализа выражения можно определить безразмерные величины координаты плоскости наблюдения $Z = z / z_0$ и кривизны волнового фронта $H = z_0 / R$ путем нормировки на z_0 .

С учетом сделанных обозначений в случае неограниченной апертуры можно получить аналитическое выражение для искомого распределения поля:

$$U(x', y') = \frac{U_0}{1 + HZ} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{\frac{2i\pi m^2 Z}{1+H}} e^{\frac{2i\pi m x' f}{1+H}} \right] \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k e^{\frac{2i\pi k^2 Z}{1+H}} e^{\frac{2i\pi k y' f}{1+H}} \right] \quad (1)$$

При условии $H \rightarrow 0$, т.е. если волновой фронт исходной волны будет плоским $\exp(\pi R f^2 m \lambda / (1 + H)) = \exp(\pi R f^2 m \lambda)$. И тогда для $U(x', y')$ получаем:

$$U(x', y') = U_0 e^{2\pi i(m^2 + k^2)Z} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i2\pi f m x'} \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k e^{i2\pi f k y'}$$

При условии целочисленного Z (т.е. $\exp(2\pi i(m^2 + k^2)Z) = 1$) распределение интенсивности соответствует пропусканию решетки, т.е. наблюдается эффект Тальбота.

Когда H отлична от нуля, то в плоскостях на расстояниях кратных z_0 не будет точного воспроизведения. Как следует из (3.1), отклонение формы волнового фронта от плоской будет приводить в основном к масштабному преобразованию картины и некоторому искажению формы образующихся световых пятен[3].

3.2 Расчет картины распределения интенсивности на выходе ДВФ

Предложенный в данной работе датчик основан на принципе компенсации. На расстояниях, кратных расстоянию Тальбота, будет воспроизводиться распределение интенсивности, соответствующие пропусканию используемой решетки. Если же установить в плоскости воспроизведения еще одну периодическую структуру с пропусканием, аналогичным про-

пусканью первой решетки, но смещенную на половину периода, то на экране мы будем видеть лишь темный фон.

Но при появлении даже малейших искажений волнового фронта, например, кривизны, компенсация нарушится. При искривлении волнового фронта будет изменяться период восстановленной периодической структуры, в результате различий периодов воспроизводимого распределения и компенсирующей решетки мы будем наблюдать муаровые полосы. Рассчитать картину муаровых полос можно, если учесть, что при изменении масштаба восстановленной периодической структуры распределения интенсивности будет описываться той же периодической функцией, что и исходное распределение (картина непосредственно за первой решеткой), но зависящей от координаты x' , которая связана масштабным преобразованием с исходной координатой x .

Периодическая муаровая картина будет зависеть от разности $\Delta x = (x - x')$. Соответствующее смещение можно рассчитать исходя из локального наклона волнового фронта.

$$\Delta x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} z_0, \quad (2)$$

где φ - функция эйконала.

Для численного эксперимента волновой фронт задавался в виде сферы, на которую наложены aberrации. В этом случае φ можно представить, например, в виде $\varphi = \frac{1}{2R}(x^2 + y^2) - \frac{B}{4}(x^2 + y^2)^2$ где в правой части первое слагаемое характеризует сферическую волну, а второе – сферическую aberrацию.

Если рассмотреть ненулевую сферическую aberrацию, то зависимость распределения интенсивности от координат будет описываться выражением

$$F(x) = \cos \left(\left[\frac{1}{R} - B(x^2 + y^2) \right] x \cdot z_0 \right). \quad (3)$$

где R – радиус кривизны волнового фронта.

Можно оценить чувствительность такого типа датчика. Будем считать, что минимально различимое изменение интенсивности составляет 1/10 от максимума, тогда получим для максимального радиуса кривизны выражение $\pi D / (\lambda f R_{\max}) = 0.1$, где D – апертура приемника. Для значений $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м, $f = 10^4$ м⁻¹, $D = 10$ см получим $R_{\max} \approx 50$ м. При оценке минимального радиуса кривизны необходимо исходить из того, что для воспроизведения распределения интенсивности вследствие эффекта Тальбота необходимо выполнение условия $R \ll z_0$, где z_0 – расстояние Тальбота. Для приведенных выше параметров решетки минимальный радиус кривизны $R_{\min} \approx 15\text{-}20$ см.

3.3 Численное моделирование и сравнение с экспериментом

На рис. 1 представлены результаты расчетов для одномерной решетки, образующейся муаровой картины в случае сферического волнового фронта и фронта, искаженного сферической аберрацией. В центре рассчитанная муаровая картина, а слева волновой фронт.

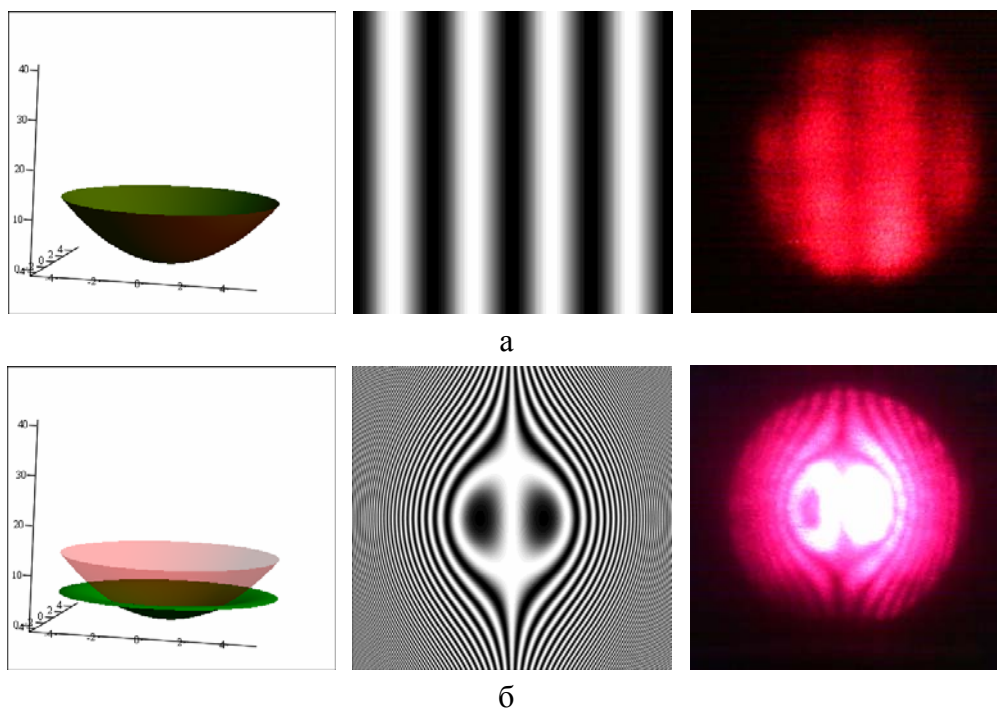


Рис. 1. Результаты численного моделирования ($R=1$ м: а – $B=0$; б – $B=10 \cdot 10^{-2}$ м⁻³)

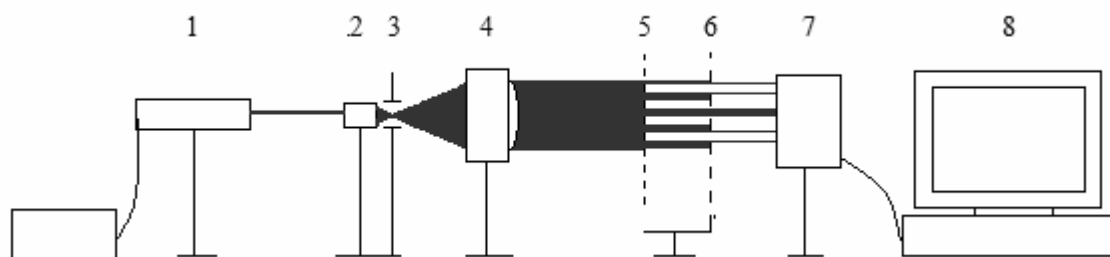


Рис. 2. Схема установки

На рис.1б картина соответствует наличию сферической аберрации. Для наглядности волновой фронт представлен в сравнении с неискаженным сферическим.

Для проверки работоспособности такого датчика была собрана установка, схема которой представлено на рис.2.

Источником света (1) является полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda=650$ нм. Пучок лазера попадает в систему объективов (2,4). Первый объектив (2) собирает пучок в точку. На фокусном расстоянии от этого объектива находится пластинка (3) с отверстием (pin hole). После прохождения через pin hole пучок света становится более однородным. Далее пучок, расширяясь, попадает во второй объектив (4). Меняя настройки этого объектива, можно регулировать радиус кривизны пучка, падающего на решетку (5). Решетка (6) расположена на расстоянии 31 мм от первой. Положение и ориентация компенсирующей решетки регулируются так, чтобы максимально скомпенсировать интенсивность прошедшего пучка света. С помощью цифровой камеры 7, соединенной с компьютером 8, регистрируется образуемая муаровая картина.

На рис.1 справа представлены экспериментально зарегистрированные фотографии образовавшейся муаровой картины. Представленные результаты демонстрируют хорошее соответствие регистрируемых картин с теоретическими, рассчитанными ранее. Однако при этом на качество формируемой картины оказывает заметное влияние поперечная неоднородность светового пучка, что может приводить к снижению точности измерений характеристик волнового фронта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы можно сформулировать следующим образом:

–Предложена схема датчика волнового фронта на основе эффекта Тальбота, принцип работы которого заключается в компенсации интенсив-

ности для плоского волнового фронта с помощью дополнительной решетки.

–Теоретически показано на примере сферического волнового фронта, что отклонение формы фронта от плоской приводит, в основном, к масштабному преобразованию восстанавливаемого распределения интенсивности.

–Проведена оценка чувствительности предложенного датчика. Для экспериментально реализованного датчика рассчитанное максимальное значение радиуса кривизны составляет порядка 50 м.

–Собрана экспериментальная установка, на которой получены результаты, хорошо согласующиеся с теоретическими расчетами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. *«Оптические измерения»*// издательство “Машиностроение” 1987 год.
2. Robert K. Tyson. *Adaptive Optics Engineering Handbook*// NY, Basel: Marcel Dekker 2000
3. Арчакова Е.В. *Дифракционный датчик волнового фронта*// Известия СНЦ, 2010, т. 12, № 4, с. 134.
4. Коряковский А.С., Марченко В.М. *Датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота*// ЖТФ - 1981. - т.51, вып.7. - с. 1432 – 1438.
5. Albert Wang, Patrick Gill, Alyosha Molnar, *Light field image sensors based on the Talbot effect*// 2009.
6. Лобачёв В.В., Соколов В.А. *Амплитуднофазовый датчик светового поля на основе эффекта Тальбота*// Оптика и спектроскопия. – 1996, - т.81, №1. - с.119 - 126.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МОДЕЛИ ИЗИНГА С ДАЛЬНИМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

А.А. Бирюков, Я.В. Дегтярева, М.А. Шлеенков

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
degt-yana@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе предлагается модифицированная двумерная модель Изинга, в которой учитывается дальнейшее взаимодействие со спинами. Данная модель исследуется методом Монте-Карло с алгоритмом Метрополиса. Показано, что с увеличением числа взаимодействующих спинов температура фазового перехода возрастает.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение фазовых переходов и связанных с ними критических явлений традиционно привлекают к себе активное внимание физиков. В настоящее время представление о фазовых переходах проникают в различные области физики (физика твердого тела, физическая химия, биохимия и биофизика макромолекул, квантовой электроники)[1]. Большой интерес представляют фазовые переходы второго рода, связанные с перестройкой структуры вещества без обмена энергией с окружающей средой. Для изучения закономерностей фазовых переходов весьма удобны оказались модели теории магнетизма. Для описания магнитных систем существует множество моделей. Одна из них – модель Изинга, которая была использована Э. Изингом для исследования свойств ферромагнетиков. В своей диссертации 1924 года [2] Изинг доказал, что в одномерной линейной цепочке спинов, связанных взаимодействием с ближайшими соседями, фазового перехода не существует. Однако двумерная модель прекрасно иллюстрирует фазовый переход между ферромагнитным и парамагнитным состояниями (фазовый переход второго рода), что было показано в 1942 году Л. Онсагером, который смог точно рассчитать статистическую сумму такой модели [3]. Данная модель позволяла не только объяснить переход, но и

определить температуру фазового перехода. Модель Изинга рассматривалась многими авторами, которые уточняли методы точного решения задачи описания фазовых переходов [4-6].

Представляет интерес как с точки зрения теории, так и в практическом приложении изучение модели Изинга, где учитывается взаимодействие не только с ближайшими соседями, но и с более дальними. Аналитическое изучение фазовых переходов в предложенной модели, вызывает большие затруднения. В нашей работе предлагается программа численного описания фазового перехода в данной модели методом Монте-Карло.

2. МОДЕЛЬ ИЗИНГА С ДАЛЬНИМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

Двумерная модель Изинга описывается решеткой, в узлах которой расположены спины, принимающие только два значения: +1 или -1 (направление спина "вверх" или "вниз"). Направим вдоль одной стороны решетки ось OX , вдоль другой - ось OY . Выберем спин с координатами (i, j) .

Зададим радиус взаимодействия r , показывающий, сколько ближайших "соседей" находятся во взаимодействии с данным спином.

В современной стандартной модели Изинга радиус взаимодействия равен единице. В этом случае выбранный спин взаимодействует с ближайшими соседями, координаты которых $(i, j+1)$, $(i, j-1)$, $(i+1, j)$, $(i-1, j)$. Рассмотрим модель, когда радиус взаимодействия равен двум, то есть спин помимо ближайших соседей взаимодействует со спинами $(i, j+2)$, $(i, j-2)$, $(i+1, j+1)$, $(i-1, j+1)$, $(i+1, j-1)$, $(i-1, j-1)$, $(i+2, j)$, $(i-2, j)$, и аналогичная модель, в которой радиус взаимодействия равен трем.

Для традиционной модели Изинга гамильтониан системы имеет вид:

$$H = -J \sum_{\text{neighbours}} S_i S_j \quad (1)$$

где J - константа взаимодействия между спинами, μ_B - магнетон Бора, S_i - значение спина в i -м узле решетки. Для модели гамильтониан модифицируется следующим образом:

$$H_i = -J \sum_{|i-j|=1} S_i S_j - \frac{J}{2} \sum_{|i-j|=2} S_i S_j \quad (2)$$

где суммирование происходит по j с указанными условиями на решетке. Аналогично была просчитана модель с радиусом взаимодействия, равным трем.

Вероятность нахождения спина в каждом i -м состоянии определяется распределением Гиббса:

$$P_i = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{1}{kT} H_i\right) \quad (3)$$

где k - коэффициент Больцмана, T - температура, $Z = \sum_i P_i$ - нормировочная константа.

3. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО

Для вычисления используется метод Монте-Карло с алгоритмом Метрополиса [7, 8]. Этот метод успешно применяется для описания фазовых переходов [9].

При численных расчетах методом Монте-Карло сначала задается начальная конфигурация переменных модели, хранимых в памяти компьютера. Затем последовательно производятся псевдослучайные изменения переменных так, чтобы получаемая плотность вероятности появления некоторой конфигурации C была пропорциональна больцмановскому фактору:

$$p(C) \propto e^{-\beta H(C)},$$

где $H(C)$ - действие, определенное на конфигурации, β - обратная температура. После этого конфигурация C заменяется на некоторую новую конфигурацию C' , для которой снова вычисляется $H(C')$ и сравнивается с $H(C)$. Если действие уменьшается, то есть $H(C')$ имеет больший больцмановский вес, чем $H(C)$, то замена конфигурации C на C' принимается (условие теплового равновесия с окружающей средой) [10].

Расчеты будем проводить на двумерной решетке размерности 100, элементы которой - значения спинов в данном узле. Коэффициент Больцмана k_B полагаем равным 1. Константа взаимодействия определяется выражением $J = \frac{1}{\rho}$, где $\rho = \sqrt{(x-i)^2 + (y-j)^2}$ - расстояние между узлами решетки с координатами (i, j) и (x, y) . В расчетах радиусы взаимодействия брались равными 1, 2 и 3. Решетка считается периодической, то есть учитывается выход за ее границы при подсчете энергии взаимодействия с соседями. Начальное состояние решетки задается при $T \rightarrow \infty$ («горячий» старт, $\beta=0$) и нулевом магнитном поле h . В этом случае вероятность того, что спин $S_{i,j}$ примет значение $+1$, равна (см. формулы (4))

$$P(+1) = \frac{e^{-\beta H(+1)}}{e^{-\beta H(+1)} + e^{-\beta H(-1)}} = \frac{1}{2},$$

то есть спины расположены хаотически, а намагниченность обращается в ноль. Поэтому при $\beta = 0$ спины решетки задаются произвольным образом, и каждый спин направлен в противоположную сторону по отношению к своим соседям.

При охлаждении конфигурация решетки меняется. Поэтому конфигурацию решетки нужно изменить до нужной температуры. Направления спинов решетки меняются в соответствии с формулами (4). Измерения при этом не производятся.

Проведение расчета осуществляется в следующем порядке.

Для каждого узла решетки *вычисляем значение энергии H и вероятности*

$$P(\pm 1) = \frac{e^{-\beta H(\pm 1)}}{e^{-\beta H(+1)} + e^{-\beta H(-1)}} \quad (4)$$

(поскольку спин принимает лишь два возможных значения: +1 или -1). Затем, согласно алгоритму Монте-Карло, генерируется псевдослучайное число x из отрезка $[0, 1]$ и сравнивается с полученными значениями вероятностей. В случае, когда $x > P(+1)$ значение спина считается равным -1, иначе +1.

Намагниченность здесь - алгебраическая сумма спинов системы. Поскольку метод Монте-Карло является статистическим, то необходимо сделать несколько измерений для каждой конфигурации, а потом провести по ним усреднение.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Были построены графики намагниченности и критической температуры от радиуса взаимодействия. Значения радиуса взаимодействия брались равными 1, 2, 3.

На рисунке 1 изображена зависимость намагниченности от температуры при различных радиусах взаимодействия, а на рисунке 2 – зависимость критической температуры от радиуса взаимодействия.

Из рисунков видно, что при увеличении радиуса взаимодействия между спинами температура фазового перехода повышается.

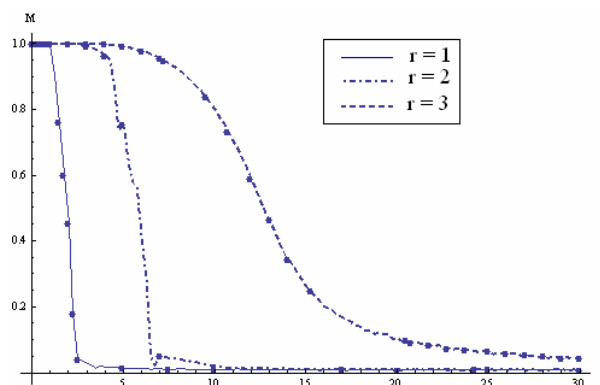


Рис. 1. Графики намагниченности при различных значениях радиуса взаимодействия r и нулевом внешнем поле

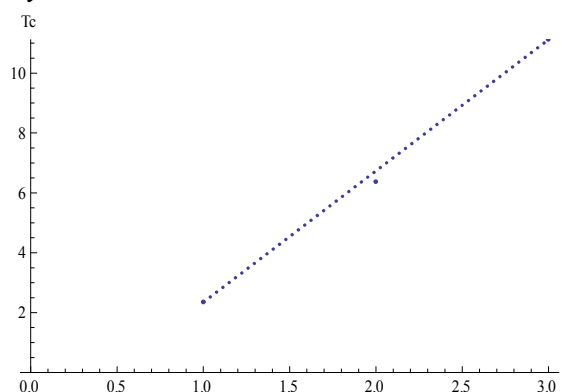


Рис. 2. Зависимость критической температуры от радиуса взаимодействия при нулевом магнитном поле

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе исследования с помощью разработанной программы была изучена модифицированная модель Изинга, в которой учитываются взаимодействия всех спинов в пределах заданного радиуса. Было выяснено, что радиус взаимодействия существенно влияет на температуру фазового перехода и поведение намагниченности в окрестности фазового перехода. Данный результат показывает, что фазовый переход второго рода определяется микроскопической структурой системы. Метод позволяет исследовать фазовые переходы второго рода в разных аспектах.

Работа выполнена в рамках задания Министерства образования и науки РФ №2.2459.2011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елесин В.Ф., Кашурников В.А. Физика фазовых переходов. М.: МИФИ, 1997, 180с.

2. Ising E. Beitrag zur Theorie des Ferro- und Paramagnetismus. Hamburg, 1924.
3. Onsager L. Crystalstatistics. *A two-dimensional model with order-disorder transitions*// PhysRev.1944.
4. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин. Статистическая механика магнитоупорядоченных систем. М.: Наука, 1987.
5. B.M. McCoy, Tai Tsun Wu. *The two-dimensional Ising model*. Cambridge, MA: Harvard Univ.Press. 1973.
6. Ю.М. Зиновьев. *Спонтанная намагниченность в двумерной модели Изинга*././ ТМФ.2003. Т.136. С. 444-462.
7. Hall A. *On an experiment determination of π* . Messeng. Math. №2. 1873.
8. Metropolis N., Ulam S. *The Monte-Carlo method*. J.Amer. Stat. Assos. 44. №247. 1949.
9. И.М.Соболь. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973.
- 10.М. Кройц. Кварки, глюоны и решетки. М.: Мир. 1987. С. 148-160.
- 11.К.Биндер, Д.В.Хеерман. Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике. М.: Наука, 1995.

МИКРОПРОЦЕССОРНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ УСИЛИТЕЛЬНЫМ КОМПЛЕКСОМ

И.А. Диасамидзе, Н.В. Марусин, В.Н. Храмов

*Волгоградский государственный университет
(400062, г. Волгоград, Университетский пр-т, 100)
e-mail: ivandiasamidze@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Разработана схема управления на основе микроконтроллера, лазерным усилительным комплексом. Реализована возможность управления, с регулированием параметров: задающим лазером в режиме КРМП, лазером-усилителем, и их синхронизацией. Разработанный электронный комплекс, за счет оригинальной схемы электрооптической синхронизации позволил синхронизовать работу двух лазеров с точностью 100 нс. С помощью данного электронного комплекса создана система регенеративного усиления УКИ неодимового лазера с ЭМЗ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изобретение и развитие лазеров дало возможность получать импульсы света с длительностями от миллисекунд до десятков фемтосекунд, с энергиями от наноджоулей до нескольких килоджоулей. Благодаря такому большому диапазону параметров лазеры со времени их открытия получили широкое распространение и используются во многих отраслях науки и техники.

Одной из задач лазерной физики является разработка лазерных установок, способных генерировать лазерные импульсы пикосекундного диапазона с энергией порядка единиц джоулей [2, 3]

Разработанные к настоящему времени лазерные усилительные системы имеют сходные структуры и состоят из задающего генератора (инжектора), устройства чирпирования импульсов, усилительного каскада и компрессора усиленных импульсов [4]. В режимах сверхрегенеративного и регенеративного усиления, как и в режиме гигантского импульса, в усилителе необходимо задать начальную не нулевую инверсную заселенность активной среды. В регенеративном усилителе с резким открытием добротности

сти резонатора лазера - усилителя необходимо впрыснуть излучение задающего лазера до начала нелинейного этапа формирования собственной генерации усилителя, поэтому для правильной работы этих лазеров необходима электронная схема сопряжения, регулирующая момент инъекции излучения в усилитель с точностью до нескольких десятков наносекунд.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Усилитель построен на базе мощного технологического лазера ГОС-1001, в качестве задающего использован лазер, работающий в режиме кратковременной резонансной модуляции потерь (КРМП) [1]. Для режима РГУ необходимо создать инверсию населённости в лазере-усилителе, а затем с резким открытием добротности резонатора усилителя впрыснуть излучение задающего КРМП-лазера. Таким образом, при изменении начальных условий, лазер станет воспроизводить и усиливать захваченное излучение.

К достоинствам РГУ с ЭМЗ можно отнести полное отсутствие фото-рефракции [5], что в свою очередь позволяет получать довольно убедительные энергетические параметры.

На рис. 1 представлена общая схема экспериментальной установки.

Для правильного понимания принципа работы установки в режиме РГУ, рассмотрим временную диаграмму процессов. Для запуска промышленного лазера ГОС - 1001 в режиме РГУ с ЭМЗ необходим блок управления, он должен синхронизировать момент включения добротности резонатора, момент достижения активной средой максимума инверсии и момент впрыска в усилитель сформированного КРМП-импульса. Диаграмма синхронизации процессов для осуществления режима РГУ представлена на рис. 2.

Данная установка способна работать и в режиме ГИ, для описания процесса образования ГИ нужно рассмотреть лишь первые шесть пунктов диаграммы.

T_1 – время между импульсом с датчика оборотов ЭМЗ и включением добротности усилителя; T_2 – регулируемая внешняя задержка; T_3 – время, необходимое для достижения максимума инверсии усилителя после сигнала на поджиг ламп накачки, T_4 – время между сигналами, идущими на поджиги ламп накачки лазеров T_5 - время, необходимое для достижения

максимума инверсии в активных элементах КРМП-лазера; T_6 – задержка между моментами включения ламп накачки усилителя и включением ВЧ – генератора КРМП-лазера; $T_{\text{л}}$ – время линейного этапа задающего КРМП – лазера.

В данной работе, была разработана схема блока управления. В основе данной схемы лежит микроконтроллер ATmega16 фирмы Atmel.

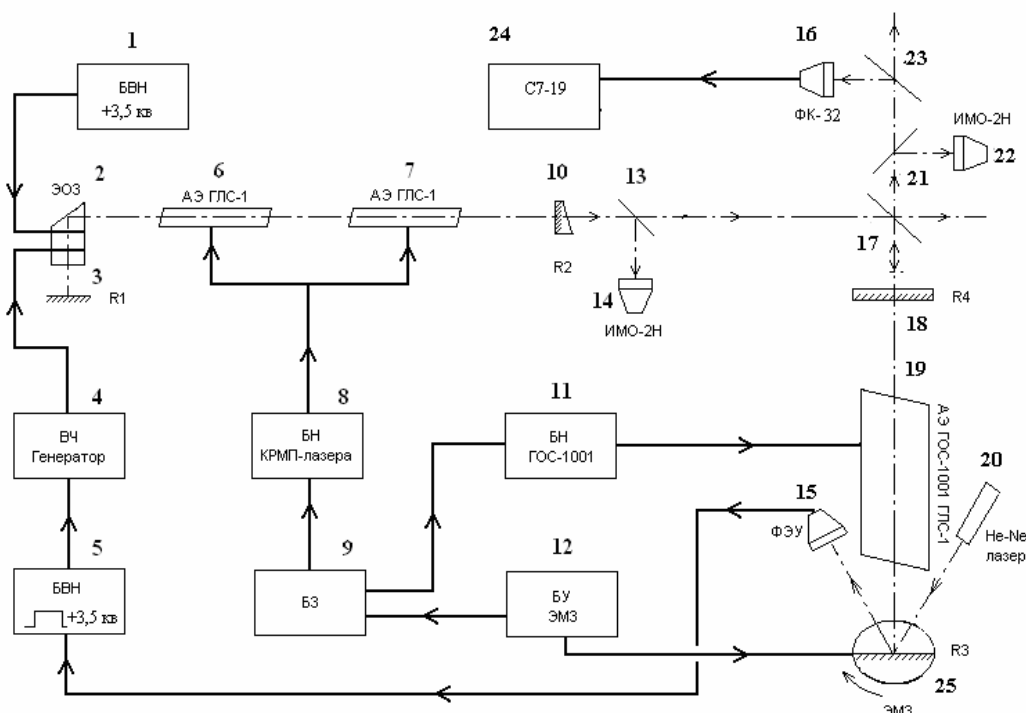


Рис. 1. Общая схема экспериментальной установки

1 – блок высокого напряжения, 2 – электрооптический затвор, 3 – зеркало ($R = 99\%$), 4 – ВЧ генератор, 5 – высоковольтный блок, формирующий прямоугольный импульс, 6, 7 – активные элементы КРМП-лазера (неодимовое стекло марки ГЛС1), 8 – блок управления задающего КРМП-лазера, 9 – блок задержек, 10 – клиновидное зеркало ($R=55\%$), 11 – блок накачки технологического лазера ГОС-1001, 12 – блок управления электромеханическим затвором (ЭМЗ), 13, 17, 21, 23 – светоделительные пластинки, 14, 22 – измеритель энергии ИМО-2Н, 15 – ФЭУ, 16 – ФК-32, 18 – выходное зеркало ($R=20\%$), 19 – активный элемент лазера ГОС-1001 (неодимовое стекло марки ГЛС1), 20 – He-Ne лазер, 24 – скоростной осциллограф С7-19, 25 – ЭМЗ [3]

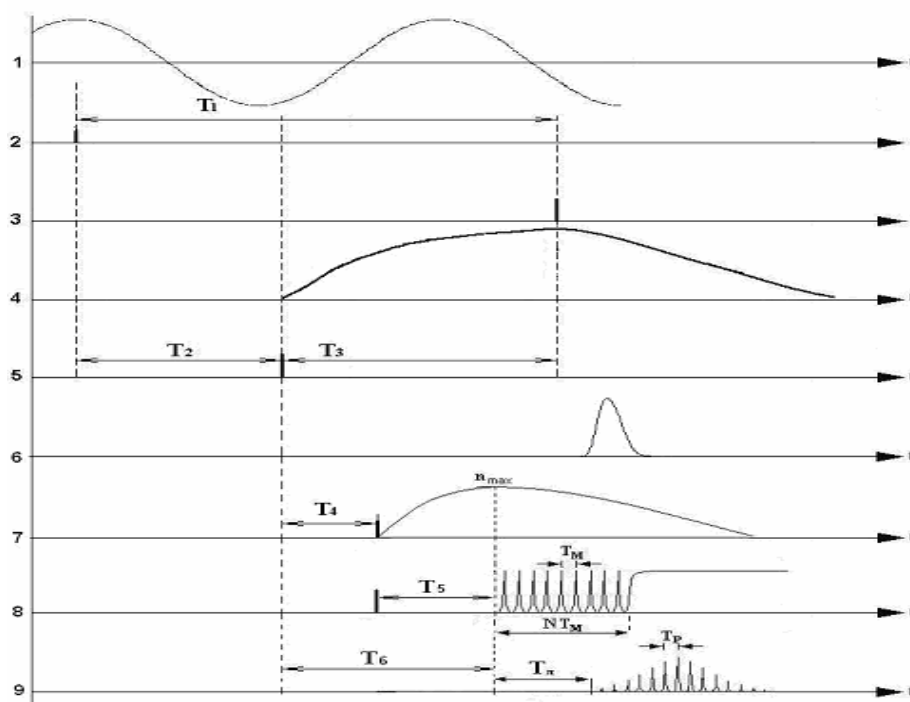


Рис. 2. Диаграмма временных процессов. 1 – сигнал с катушки датчика оборотов ЭМЗ; 2 – момент отключения двигателя ЭМЗ; 3 – момент включения добротности резонатора усилителя; 4 – инверсия населенности лазера – усилителя; 5 – импульс на поджиг ламп накачки усилителя; 6 – гигантский импульс на выходе лазера – усилителя при отсутствии инжекции; 7- инверсная населенность в задающем КРМП-лазере; 8 – модуляционный сигнал на электрооптический затвор КРМП-лазера; 9 – цуг импульсов на выходе КРМП - лазера

Для определения скорости вращения двигателя ЭМЗ и получения импульса на запуск поджига ламп накачки необходимы сигналы, которые жестко связаны по времени с положением вращающегося на валу двигателя зеркала. Для получения таких импульсов используются импульсы от магнитного датчика оборотов. Принципиальная схема блока синхронизации изображена на рисунке 3.

Рассмотрим принципы работы данного блока синхронизации.

Вначале, сигнал с датчика оборотов поступает на одновибратор. На выходе одновибратора получается сигнал прямоугольной формы, амплитудой 5В и длительностью 1мкс.

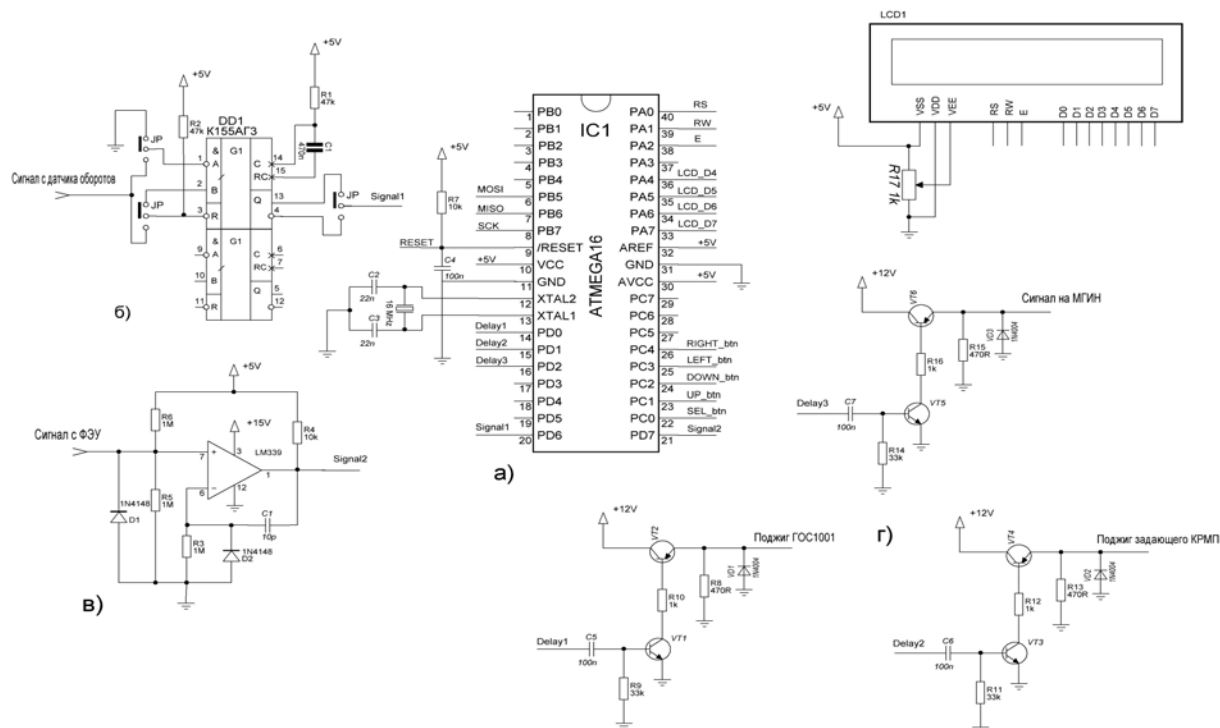


Рис. 3. а) Микропроцессорный блок обработки сигналов и формирования управляющих импульсов фиксированной задержки. IC1 – Atmega16, б) Одновибратор и в) компаратор, г) Блок формирователя импульсов. DD1 – KP1533AГ3, U2 – LM339n

Для правильной и стабильной работы РГУ необходимо определять местоположение зеркала с точностью 50-100 нс. Вся система (рисунок 4) юстируется таким образом, чтобы луч He – Ne лазера, установленного под углом к оптической оси резонатора, отражаясь от вращающегося зеркала попадал на ФЭУ (фотоэлектронный умножитель), когда зеркало находится перпендикулярно оптической оси.

Затем, после формирования импульсов с ФЭУ и датчика оборотов, они отправляются на микропроцессорный блок.

Работа этого блока делится на несколько основных этапов:

1) Оператором, посылается сигнал на блок управления ЭМЗ и происходит запуск мотора, вращающего зеркало.

2) Контроллер определяет период оборота зеркала, когда период достигает 2000 мкс, на блок управления ЭМЗ посылается другой сигнал, об остановке двигателя.

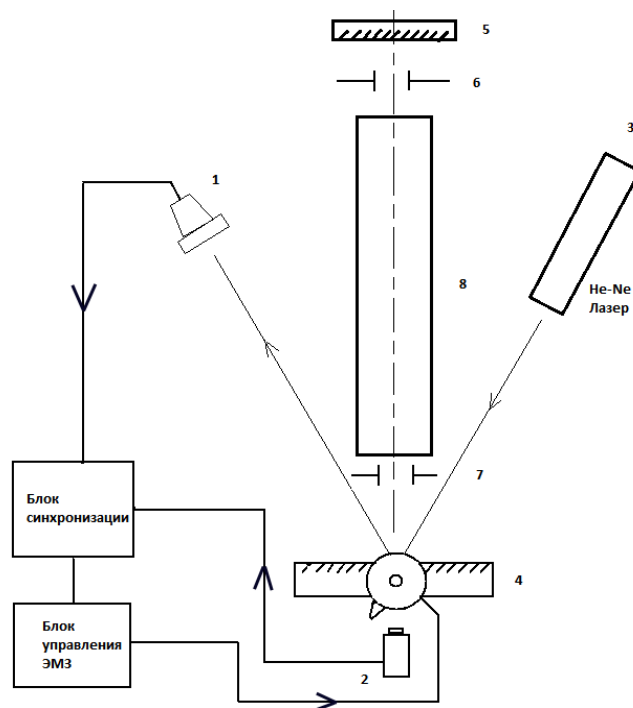


Рис. 4. Схема установки He-Ne лазера и ФЭУ относительно вращающегося зеркала: 1 – ФЭУ; 2 – Датчик Холла; 3 – He-Ne лазер; 4 – вращающееся $R=99\%$ зеркало; 5 – выходное зеркало $R=20\%$; 6,7 – диафрагмы; 8 – активный элемент ГОС-1001

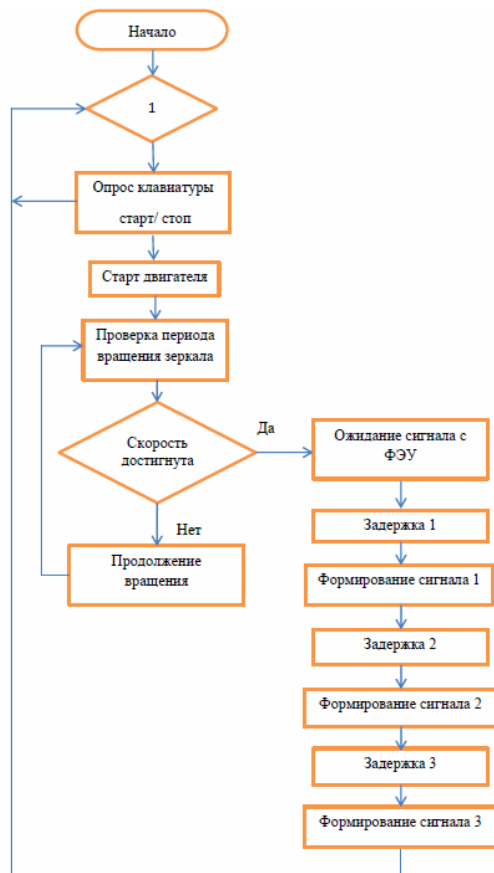


Рис. 5. Блок-схема программы микроконтроллера

3) Микроконтроллер ждёт сигнал с ФЭУ, первый пришедший импульс запускает таймер формирующий последовательность из трёх импульсов с программируемыми временными интервалами между ними.

На рисунке 5 представлена блок-схема программы микроконтроллера.

В результате разработанный блок синхронизации позволяет задать временную задержку управляющего сигнала с точностью до единиц микросекунд. Также была достигнута высокая точность определения положения зеркала ЭМЗ относительно оптической оси резонатора лазера-усилителя.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) В схеме реализована возможность отдельного управления: задающим лазером в режиме КРМП, лазером-услителем, и их синхронизацией для работы режима регенеративного усиления.

2) Система имеет двухканальный вход с возможностью инвертирования сигнала, для получения опорных данных с датчика оборотов и ФЭУ, и три выходных канала управления. Схема позволяет регулировать временные задержки импульсов для управления системами лазеров, что обеспечивает её универсальность для построения других установок.

3) Разработанный электронный комплекс, за счет оригинальной схемы электрооптической синхронизации позволил синхронизовать работу двух лазеров с точностью до 100 нс. С помощью данного электронного комплекса реализована система регенеративного усиления УКИ неодимового лазера с электромеханическим затвором. Определён коэффициент усиления регенеративного усилителя с ЭМЗ, который составляет $3 \cdot 10^7$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аникеев Б. В., Марусин Н. В., Храмов В. Н. О естественном ограничении энергии генерации в ООС-лазере за счет паразитного фото-рефрактивного эффекта // Лазеры. Измерения. Информация : тез. докл. конференции, 23–24 июня 2004 г. / под ред. В. Е. Привалова. Санкт-Петербург, 2004. С. 33–34.
2. Ганеев Р.Л., Ганиханов Ф.Ш., Камалов Ш.Р., Редкоречев В.И., Усманов Т.Ф. Высокоэффективные предусилители пикосекундных импульсов на неодимовом стекле и иттрий - алюминиевом гранате // Квантовая электроника. 1996. Т. 12. С. 1065-1068.

3. Мак А.Л., Яшин В.Е. Оптика мощных твердотельных лазеров: проблемы реализации предельных возможностей // Оптический журнал. 1998. Т.65, №12. С. 39-50.
4. Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н. Тераватный фемтосекундный титан-сапфировый лазерный комплекс // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, №7. С. 623-626.
5. Марусин Н.В. Исследование физических характеристик лазерной системы с электрооптической обратной связью / Диссертация на соискание ученой степени к.ф. – м. н. Волгоград, ВолГУ, 2005. 113 с.

ЛАЗЕРНО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ДЕСОРБЦИЯ/ИОНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛ НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ СОРБИРОВАННЫХ В НАНОПОРИСТОМ КРЕМНИИ

Д.С. Довженко, Ю.А. Кузищин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

(115409, г. Москва, Каширское ш., 31)

e-mail: dovzhenskods@gmail.com

Работа посвящена изучению явления поверхностной лазерно-стимулированной десорбции/ионизации (SALDI) нитроароматических соединений, предварительно нанесенных на поверхность нано-пористого кремния из газовой фазы. Обнаружен ионный сигнал соответствующий ионам ТНТ в ионном спектре в спектрометре ионной подвижности, обнаружена десорбция ионов ТНТ.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в связи с широким развитием приборов для обнаружения следов взрывчатых веществ, работающих на принципах спектрометрии ионной подвижности, представляет интерес исследование лазерной десорбции/ионизации органических (в частности ароматических и нитроароматических) молекул с твердотельных подложек. Сочетание метода лазерной десорбции и спектрометрии ионной подвижности [1-4] позволяет создавать портативные высокочувствительные газоанализаторы. Основное применение такие приборы находят в задачах обнаружения следов присутствия взрывчатых, наркотических или отравляющих веществ. Особый интерес представляет лазерная десорбция/ионизация молекул с использованием наноструктурированных твердотельных подложек, в том числе, нанопористого кремния (ПК) [5,6], отдельной задачей является изучение механизма образования ионов. Кроме того, интересны люминесцентные свойства ПК [7] и изменение кинетики люминесценции при сорбции на его поверхность паров ароматических молекул [8].

Работа посвящена изучению явления поверхностной лазерно-стимулированной десорбции/ионизации (SALDI) молекул нитроаромати-

ческих соединений, предварительно сорбированных на поверхность нанопористого кремния из газовой фазы.

2. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ

2.1 Описание установки

Установка, использованная в данной работе, состоит из 2-х частей: лазерной системы и спектрометра ионной подвижности. Лазерная система представляет собой $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазер, работающий в режиме модуляции добротности, с системой генерации гармоник. Непосредственно лазерная десорбция/ионизация с поверхности ПК производится с помощью лазерного излучения 4-й гармоники ($\lambda=266\text{nm}$), при этой длине волны характерный коэффициент поглощения излучения в ПК составляет $0,2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ (рис.1). Частота лазерных импульсов составляла 10 Гц, удельной энергией импульса на поверхности ПК $E_{\text{уд}}=15 \text{ мДж/см}^2$. Энергия и частота были выбраны для минимизации разрушения пористой структуры ПК за счет нагрева.

Принципиальная схема спектрометра ионной подвижности представлена на рис. 2. Основные элементы на схеме спектрометра: 1 – первый электрод ионного источника, 2 – второй электрод ионного источника, 3 – электроды дрейфовой трубки, 4 – изоляторы, 5 – электрометрический усилитель, 6 – патроны с молекулярными ситами, 7 – шток, 8- делитель напряжения, 9 – калиброванный резистор, 10 – мультиметр.

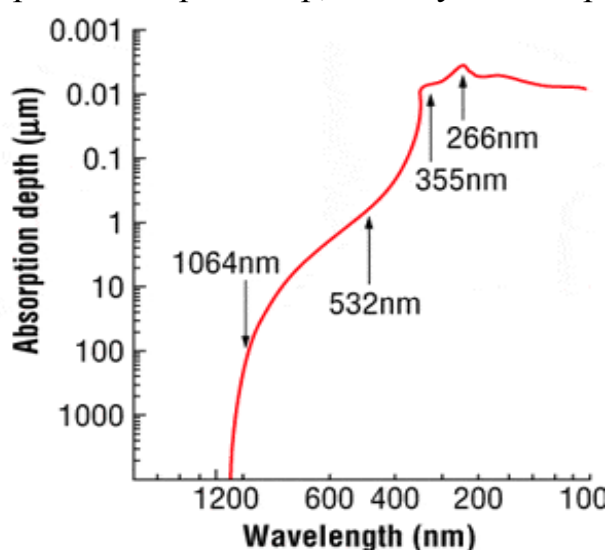


Рис. 1. Зависимость глубины проникновения излучения от длины волны

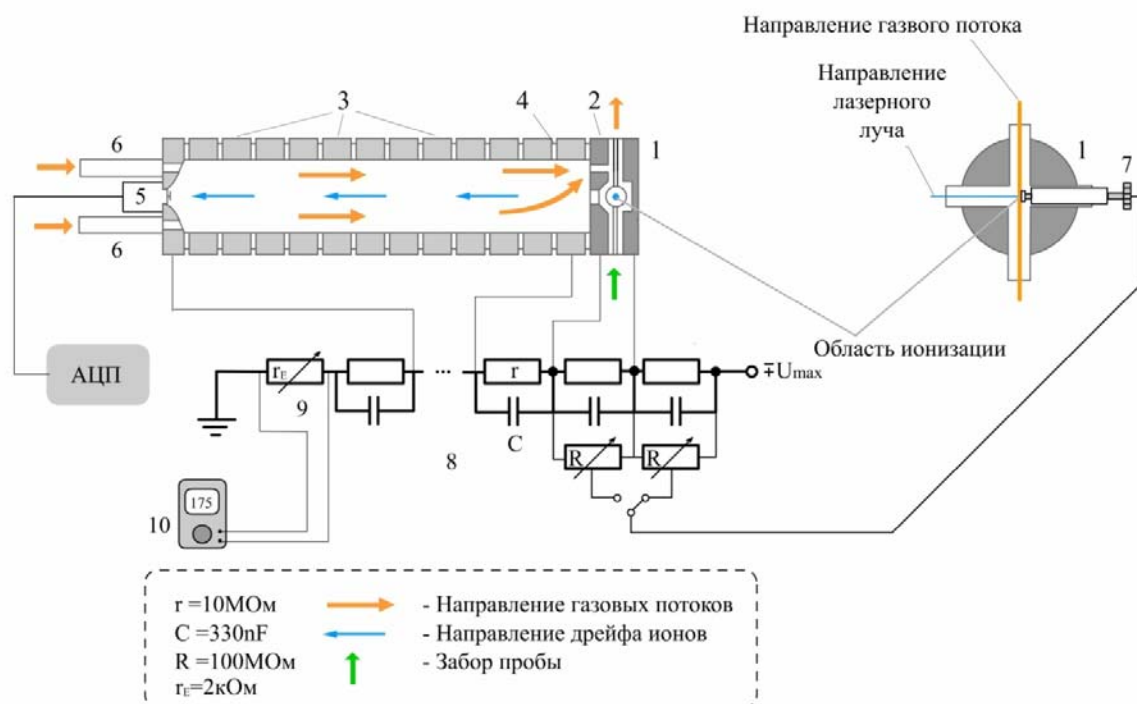


Рис. 2. Схема спектрометра ионной подвижности

2.2 Подготовка образцов

Образцы пористого кремния изготавливались из кремниевой монокристаллической подложки типа КЭС $0.01 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ с ориентацией (111) посредством электрохимического травления в водном растворе плавиковой кислоты. Травление проводилось в течении 10 минут при плотности тока $10 \text{ мА}/\text{см}^2$. Для дополнительной генерации дырок, образец, во время травления, подвергался облучению галогеновой лампы. Соотношение $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ было выбрано 1 : 5.

Сорбция молекул осуществлялась из газовой фазы. Для этого пористый кремний выдерживали в насыщенных парах ТНТ при температуре в диапазоне от 40°C до 55°C . Сорбционная камера представляла собой закрытый цилиндрический стеклянный сосуд, на дне которого установлен источник паров ТНТ, а в верхней части закреплялся образец ПК, высота камеры составляла 5 см. Время сорбции подбиралось так, чтобы оно, с одной стороны, было много больше времени установления давления насыщенных паров ТНТ, а с другой минимально возможное для получения устойчивого сигнала ионного тока. Численные оценки показали, что время установления теплового равновесия в камере за счет конвекции составляет порядка 1 мин., а время установления давления насыщенных паров 3 мин.

Таким образом, минимальное время сорбции составляет 3 мин. Однако, дальнейшие экспериментальные исследования показали, что оптимальное значение этого параметра составляет 10 мин.

2.3 Десорбция/ионизация

В работе проводилось исследование ионного сигнала с образца пористого кремния в спектрометре ионной подвижности в разных средах (воздух, азот) при лазерной десорбции/ионизации после сорбции на него ТНТ. Минимальная температура, при которой наблюдался ионный сигнал ТНТ, составляла порядка 45°C. При этом, с ростом температуры сорбции наблюдалось увеличение амплитуды и временной устойчивости сигнала. На рис.3 представлены спектры ионной подвижности с поверхности ПК в различных газовых средах (воздух, азот), при температуре сорбции 55°C. На графике, соответствующем атмосфере воздуха (рис. 3, а) наблюдается 3 четко выраженных пика. Самый крупный пик с временами дрейфа 40-55 мс – фоновый сигнал, представляет собой совокупность отрицательных ионов кислорода, их комплексов с молекулами воды и ионов молекул различных соединений, сорбированных в порах пористого кремния вместе с молекулами ТНТ.

Два пика с подвижностями 1.55 см²/Вт·с (время дрейфа 62 мс) и 2.48 см²/Вт·с (время дрейфа 38 мс) появляются после сорбции молекул ТНТ в порах пористого кремния. Пик с подвижностью 1.55 см²/Вт·с соответствует молекулам ТНТ и интерпретируется как (ТНТ-Н)⁻ [10]. Вертикальная линия, соответствующая подвижности 1.49 см²/Вт·с, определяет положение ионов (ТНТ)⁻ которые наблюдаются только в атмосфере азота [10;11]. Пик с подвижностью 2.48 см²/Вт·с предположительно соответствует ионам (NO₃)⁻ [10]. Данные ионы, по-видимому, возникают вследствие диссоциации молекул ТНТ, результатом которой является отрыв нитрогруппы. При переходе в атмосферу азота (рис. 3, б) амплитуда пика, соответствующего ионам (ТНТ-Н)⁻ практически не меняется. При этом, пик, соответствующий ионам (NO₃)⁻, практически исчезает. Кроме того, в спектре наблюдается растянутый во времени пик связанный с наличием остаточного кислорода в дрейфовой трубке.

Совокупность экспериментальных результатов, с учетом более ранних работ [11] позволяет утверждать, что ионы (ТНТ-Н)⁻ образуются на поверхности ПК, либо в его порах, в то время как ионы (NO₃)⁻ в газовой фазе за счет ион-молекулярных реакций.

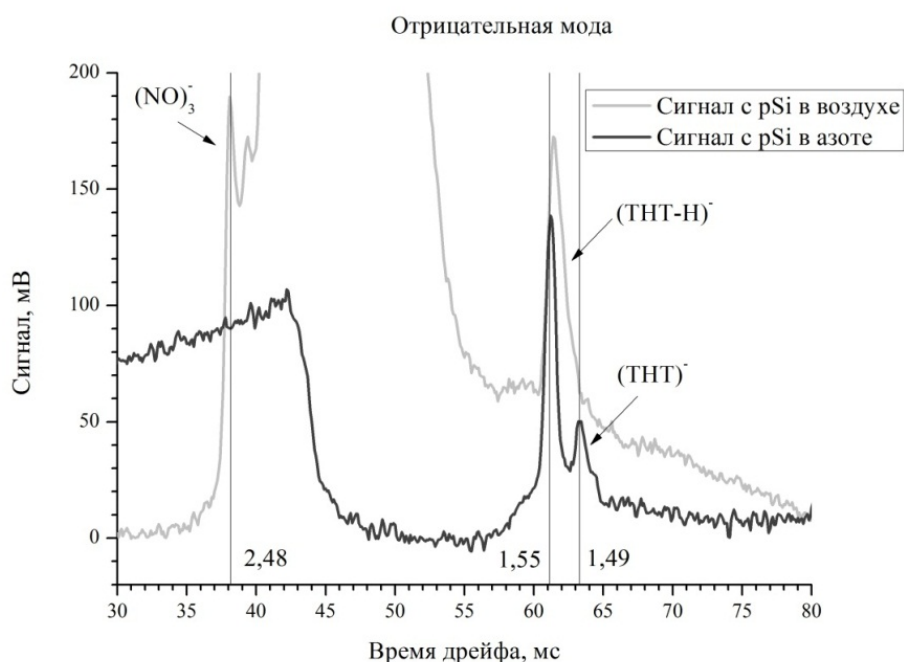


Рис. 3. спектры ионной подвижности в различных газовых средах при лазерной десорбции/ионизации с поверхности пористого кремния после сорбции молекул ТНТ (55°C, 10 мин) (плотность энергии возбуждающего излучения 15 мДж/см²) а) спектр в воздушной атмосфере (светло-серый) б) спектр в атмосфере азота (тёмно-серый)

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были проведены исследования процессов десорбции/ионизации ионов ТНТ, предварительно нанесенных на поверхность ПК, в спектрометре ионной подвижности. Получены следующие результаты:

1. После сорбции молекул тринитротолуола на поверхность пористого кремния, при последующей лазерной десорбции/ионизации наблюдался ионный сигнал соответствующий ионам типа (ТНТ-Н)⁻.
2. Показано, что механизмы образования ионов ТНТ в случае лазерной ионизации в газовой фазе и в случае поверхностной десорбции/ионизации на ПК различны.
3. Пик, соответствующий ионам (NO₃)⁻, и сопровождающий пик (ТНТ-Н)⁻, по-видимому, возникает вследствие отрыва нитрогруппы у возбуждённой молекулы ТНТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Oberhüttinger, A. Langmeier, H. Oberpriller, M. Kessler, J. Goebel and G. Müller. Hydrocarbon detection using laser ion mobility spectrometry. *Int. J. Ion Mobil. Spec.* 2009, Vol. 12, 1, pp. 23-32.
2. G. A. Eiceman, V. J. Vandiver, C. S. Leasure, G. K. Anderson, Joe J. Tiee, Wayne C. Danen. Effects of laser beam parameters in laser-ion mobility spectrometry. *Analytical Chemistry*. 1986, Vol. 58, 8, pp. 1690-1695.
3. OPTIMARE Analytik GmbH & Co. KG. s.l. : <http://www.optimare.de/cms/en/divisions/alk/alk-products/lims.html>.
4. C. Illenseer, H-G. Löhmansröben, R. H. Schultze. Application of laser-based ion mobility (IM) spectrometry for the analysis of polycyclic aromatic compounds (PAC) and petroleum products in soils. *Journal of Environmental Monitoring*. 2003, Vol. 5, 5, pp. 780-785.
5. П.К.Кашкаров. Необычные свойства пористого кремния. Соросовский образовательный журнал, №7, 2005.
6. Wei J., Buriak J.M., Siuzdak G. Desorption – ionization mass spectrometry on porous silicon // *Nature*. 1999. Vol. 399, № May. P. 243–246.
7. L. T. Canham. *Appl. Phys. Lett.*, 57, 1046 (1990).
8. Ю.А. Кузищин, И.Л. Мартынов, Д.С. Довженко. О Влиянии сорбции паров ароматических молекул на кинетику люминесценции нанопористого кремния. Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. С.92-93.
9. Пономарева, А.А. Равдел и А.М. Краткий справочник физико-химических величин. Издание десятое, испр. и дополн. СПб : «Иван Федоров». стр. 117. 100. Диффузиф. Химическая энциклопедия. Москва : Советская энциклопедия, 1990, Т. 2, стр. 104.
10. R.G. Ewing, D.A. Atkinson, G.A. Eiceman, G.J. Ewing. A critical review of ion mobility spectrometry for the detection of explosives and explosive related compounds. *Talanta*. 2001, Vol. 54, pp. 515-529.
11. Мартынов И.Л. Механизмы образования ионов нитроароматических молекул в газовой фазе и на поверхности пористого кремния при УФ-лазерном воздействии (Диссертация на соискание учёной степени к.ф.-м.н.), М. НИЯУ МИФИ, 2011

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ СОВМЕЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ С КОМБИНАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИЕЙ

А.Д. Золотухина, И.А. Братченко, В.Н. Гришанов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: zolotuhinaad@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Надежного метода неинвазивной диагностики раковых образований до сих пор не установлено. Совмещение комбинационного рассеяния света и оптической когерентной томографии дает наиболее целостную информацию об исследуемом объекте и делает возможной визуализацию внутренней структуры и состава поверхностных слоев кожи, которое является решающим при диагностике рака кожи. В работе представлены результаты экспериментальных попыток подобного совмещения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в области оптической когерентной томографии (ОКТ), обеспечивающей наиболее высокое разрешение (до единиц микрометров) при восстановлении томографических изображений, представляющих трехмерную внутреннюю микроструктуру неоднородных объектов и сред на глубине проникновения оптического излучения со значительным диффузным рассеянием [1]. Одно из наиболее актуальных применений ОКТ в области биомедицины – анализ внутренних структур кожи. Метод спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР) даёт информацию о молекулярной структуре исследуемого образца и широко используется на протяжении последних 70 лет для неразрушающего химического анализа, а в последнее десятилетие доказана эффективность СКР для обнаружения и дифференциации раковых опухолей [2]. Совмещение данных двух методов, во-первых, упростит интер-

претацию ОКТ-изображений и, во-вторых, даст наиболее целостную диагностическую информацию об исследуемом объекте.

В связи с этим целью работы являлось совмещение методов ОКТ и СКР для анализа внутренних структур пораженной раком кожи. Данный анализ делает возможным определение границ распространения рака, что является одной из основных проблем существующих методов диагностики.

2. ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Экспериментальный стенд

На базе СГАУ собран ОК-томограф для биомедицинских приложений. Основная часть комплектующих установки производства американской компании Thorlabs. Источником излучения является суперлюминисцентный диод Broadlighter D-840-HP производства ирландской компании Superlum и имеет следующие характеристики: средняя мощность излучения – 15 мВт, спектральная полуширина 100 нм, средняя длина волны 830-850 нм спектральный диапазон – от 0,4 до 1,1 мкм. Сканирование объекта осуществляется с помощью 2D Galvo –привода. Изображения регистрируются CMOS-камерой, с образованным двумя линзами объективом с переменным фокусным расстоянием, установленной на 5-D прецизионном линейном трансляторе.

Установка для комбинационного рассеяния света представляет собой лазерный модуль LuxxMaster Raman Boxx с максимальной мощностью излучения 500 мВт, центральной длиной волны 785 нм и шириной спектральной линии не более 0,14 нм; зонд RPB с оптическим волокном диаметром 105 мкм, соединяющимся с лазерным источником и с волокном диаметром 200 мкм, соединяющимся со спектрометром Shamrock SR-303i. Фокусное расстояние волоконно-оптического зонда составляет 7,5 мм.

Проведённые эксперименты служат подтверждением правильности принятых технических решений.

2.2. Методика проведения экспериментов

В процессе операции в Самарском областном клиническом онкологическом диспансере (СОКОД) у пациента удалялся участок кожи, поражённый раком. Удаленный участок кожи разрезался на две части по раковой

опухоли (рисунок 1). Одна часть удалённого участка направлялась в лабораторию СОКОДа для штатного исследования традиционными методами.

Другая половина удалённого участка кожи в специальном контейнере доставлялась в лабораторию СГАУ для проведения исследований методами оптической когерентной томографии и спектроскопии комбинационного рассеяния (рисунок 2). Промежуток времени от удаления до начала физических экспериментов 1...2 часа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Порядок проведения экспериментов был следующий: сначала проводились измерения методом ОКТ, а затем с нескольких участков кожи образца регистрировались спектры комбинационного рассеяния, причём часть зондируемых участков были поражены опухолью, а часть - нет.

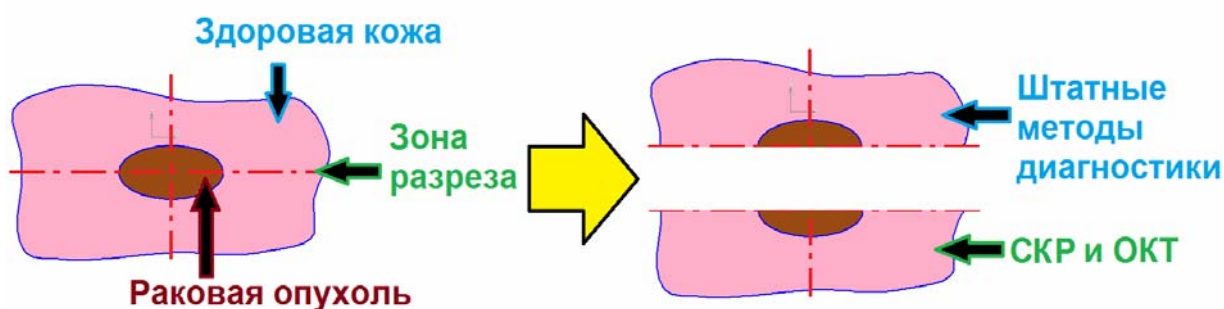


Рис. 1. Схема проведения экспериментов

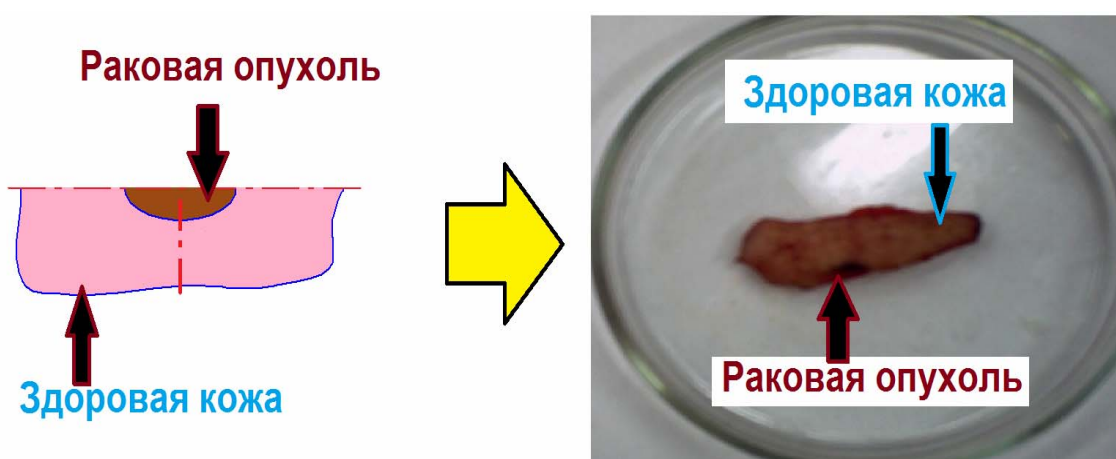


Рис. 2. Экспериментальный образец

3.1. Результаты исследований, полученные с помощью оптической когерентной томографии

ОКТ-изображения экспериментального образца представлены на рисунках. 3 и 4.

Как видно из полученных изображений (рисунок 3), участок, пораженный раковой опухолью, темнее здоровой кожи и имеет достаточно ярко выраженные границы, причем на данном участке наблюдается тенденция к сужению пораженной раком кожи в глубину. Выявленная внутренняя структура здоровой кожи визуальна схожа с проявляющейся на ОКТ-изображениях других авторов [3].

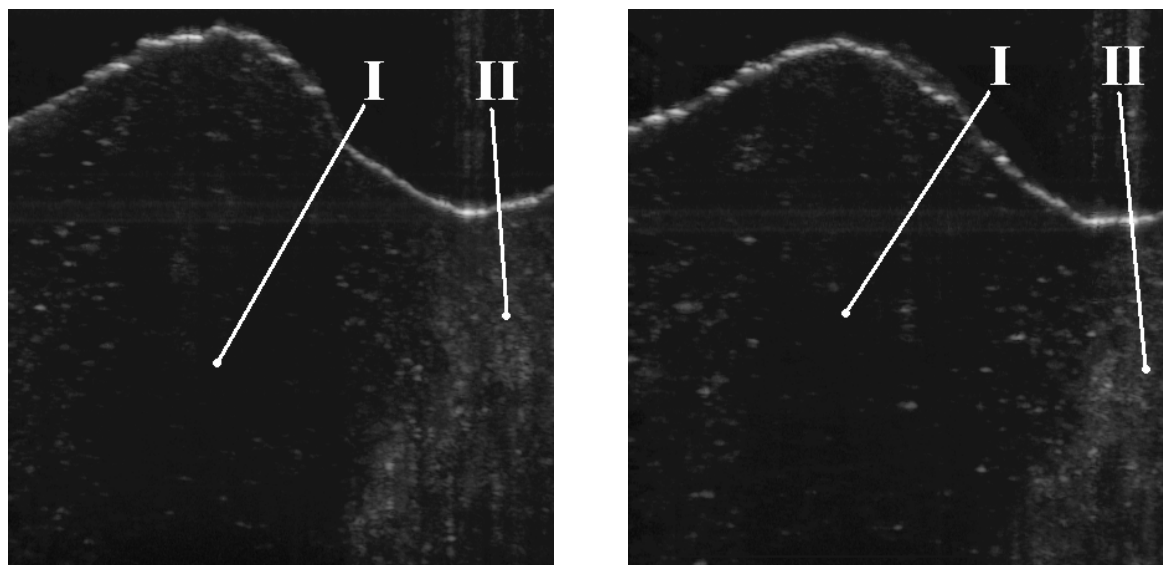


Рис. 3. ОКТ-изображения экспериментального образца в плоскости, перпендикулярной плоскости поверхности кожи и отстоящие друг от друга на 315мкм, где: I – пораженная раком кожа, II- здоровая кожа

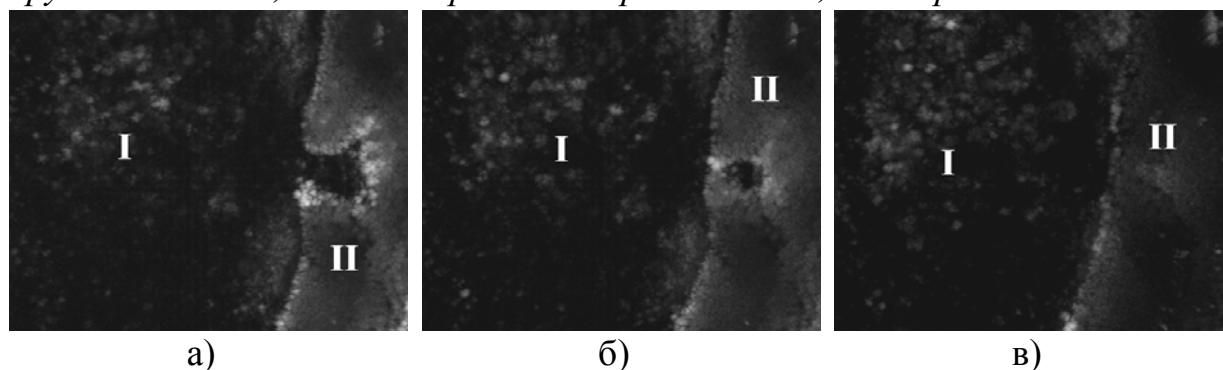


Рис. 4. ОКТ-изображения экспериментального образца в плоскости поверхности кожи: а) – слой, находящийся на наибольшей глубине проникновения ОКТ; б) – слой, отстоящий от первого на 26,3 мкм; в) – слой, отстоящий от первого на 87,5 мкм, где: I – пораженная раком кожа, II- здоровая кожа

ОКТ-срезы, полученные в плоскостях, параллельных поверхности кожного покрова (рисунок 4), позволяют выявлять подповерхностную геометрию поражённых участков. Данный результат показывает, что использование ОКТ дает необходимую информацию о форме развития раковой опухоли.

3.2. Результаты исследований, полученные с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния света

На рисунке 5 приведены спектры, которые выдаёт спектрометр Shamrock SR-303i в спектральной области стоксовых линий комбинационного рассеяния при возбуждении участка поверхности кожи излучением с длиной волны 785 нм.

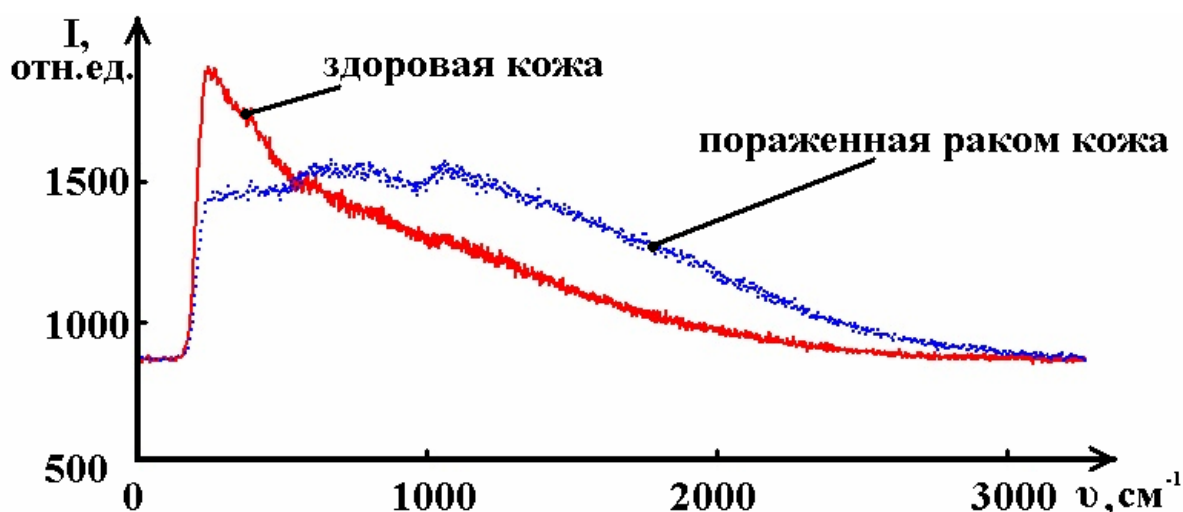


Рис. 5. Спектры комбинационного рассеяния здоровой и пораженной раком кожи, где I – интенсивность, ν – стоксов сдвиг

Даже на необработанных спектрах видна разница в форме кривых рассеяния от здоровой и поражённой меланомой кожи, т.е. получено экспериментальное подтверждение корреляции ОКТ-изображений, спектров комбинационного рассеяния и гистологических исследований в диагностике меланомы.

4. ПРОЕКТ СОВМЕЩЁННОЙ УСТАНОВКИ

Совмещение методов ОКТ и СКР диагностики рака в одной установке (рисунок 6) имеет как методологические, так и технические преимущества.

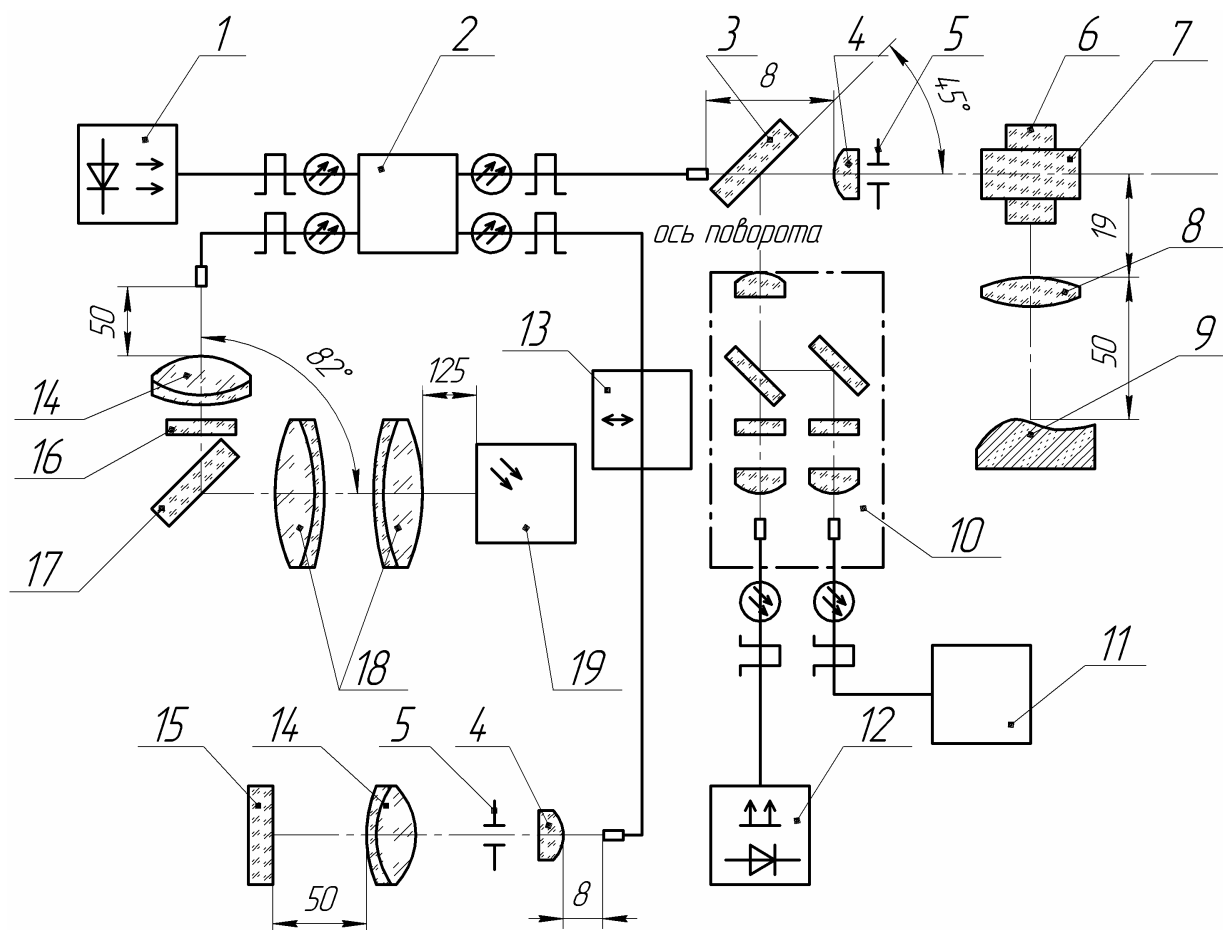


Рис. 6. Принципиальная оптическая схема установки: 1 – суперлюминисцентный лазерный диод Broadlighter D-840-HP; 2 – пассивный оптический разветвитель; 3 – дихроичное зеркало; 4 – коллиматор; 5 – диафрагма; 6 – зеркало продольного сканирования; 7 – зеркало поперечного сканирования; 8 – линза двухкоординатного сканатора; 9 – объект измерения; 10 – рамановский пробник RPB; 11 – спектрометр ANDOR Shamrock sr-303i; 12 – лазерный модуль LuxxMaster Raman Boxx; 13 – поляризационный контроллер; 14 – линза - дублет; 15 – плоское зеркало; 16 – интерференционный светофильтр; 17 – дифракционная решетка; 18 – линза - дублет; 19 – ПЗС-камера SPL4096-140 km

Методологические состоят в том, что диагностика двумя методами представляется более достоверной, а совмещение полей зрения ОКТ и СКР установок гарантируют идентичность исследуемого участка кожи. Технические преимущества: а) один и тот же спектрометр и 2D гальванопривод используются в реализациях обоих методов; б) ускорение процесса диагностики за счёт частичного исключения методики СКР как более медленной для внутренних областей поражённых и здоровых участков. Для со-

вмещения предлагается перед камерой SPL4096-140km в параллельном пучке установить заградительный фильтр (Notch-фильтр) на длину волны 785 нм , а зонд RPB для комбинационного рассеяния поместить на одну платформу с Galvo –приводом. Спектрометр *ANDOR Shamrock sr-303i* сохрaнён лишь для исследовательских целей и ТВ штатной диагностике не используется.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сравнении данных, полученных с помощью методов ОКТ и СКР со стандартными исследованиями, проведенными в Самарском областном клиническом онкологическом диспансере, была обнаружена корреляция штатной и оптической диагностик меланомы, что является весомым аргументом в пользу внедрения в медицинскую практику методов ОКТ и СКР.

Технология совмещения ОКТ и СКР повышает достоверность диагностики, делает возможным определение границ распространения рака не только по поверхности кожи, но и на глубине до 1 – 2 мм, обеспечивает получение результатов диагностики в режиме близком к реальному времени и исключает инвазивное вмешательство.

Разработана оптическая схема диагностического комплекса, совмещающего методы ОКТ и СКР, в котором использованы стандартизованные узлы и детали, что допускает его быстрое воплощение в настольном варианте, размещаемом в диагностическом кабинете поликлиники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуров И.П., Козлов С.А. *Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы* // Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2004, С. 6-30.
2. Gniadecka M., Philipsen P.A., Sigurdsson S., et all/ *Melanoma Diagnosis by Raman Spectroscopy and NeuralNetworks: Structure Alterations in Proteins and Lipids in Intact Cancer Tissue* // The journal of investigative dermatology, 2004, No. 122, P. 443-449.
3. Петрова Г.А., Чекалкина О.Е., Шливно И.Л. и др. *Оптическая когерентная томография: зависимость параметров изображения от степени пигментации кожи* // Медицинский альманах, 2010, №2, С. 310-313.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОРМЫ ПОЛОС ДИМОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА НА 634НМ И 703НМ, А ТАК ЖЕ СООТНОШЕНИЯ СООТВЕТСТВУЮЩИХ КОНСТАНТ РЕАКЦИИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.С. Инсапов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

ainlolcat@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе проведены исследования зависимости ширин линий димольного излучения на полосах 634 и 703 нм от температуры. Так же были проведены исследования зависимости асимметрии линий от температуры. Было получены соотношения констант 634 и 703 в диапазоне 90 - 210К.

1. ВВЕДЕНИЕ

Синглетный кислород играет важную роль в физике процессов в атмосфере [1], биологических процессах [2], реакциях горения, он является источником энергии в химическом кислородно-йодном лазере [3]. Кроме того спектры синглетного кислорода хорошо различимы в видимом диапазоне и могут служить опорными значениями для определения температуры атмосферы. Изучению синглетного кислорода посвящено множество работ в России и за рубежом, где находились константы скоростей реакций, протекающих в синглетном кислороде при различных температурах, однако в области низких температур проводились работы на поглощении лазерного излучения. Данная работа состоит в определении качественного поведения констант скоростей реакции 1 и 2 в области температур 90-200К, а так же ширин полос соответствующих реакций от температуры. Кроме того в работе рассматривается асимметрия димольного излучения и ее изменение с температурой.

В данной работе рассматривались следующие реакции синглетного кислорода[4]:



Реакции 3 и 4 позволяют определить температуру с точностью порядка 5К. Реакция 4 позволяет определить концентрацию синглетного кислорода.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В работе использовались исходные данные, полученные на установке в лаборатории химических и газоразрядных лазеров СФ ФИАН им. П.Н. Лебедева. Основные узлы установке представлены на Рис 1,2. Установка состоит из генератора синглетного кислорода, двух теплообменников и спектрометров. Подобная конструкция позволяет охладить кислород до температур 90-100К и снизить при этом концентрацию воды. Уникальность установки в высокой доле и давлении синглетного кислорода, которая позволяет изучать процессы не по поглощению, а по излучению.

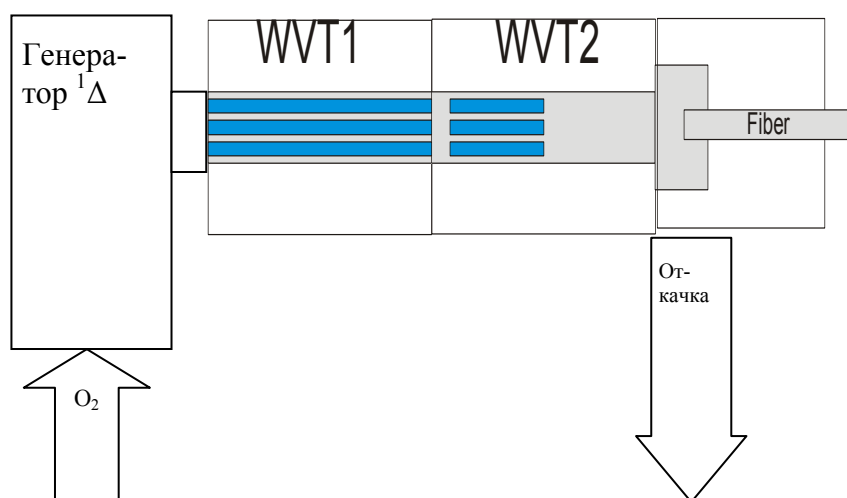


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

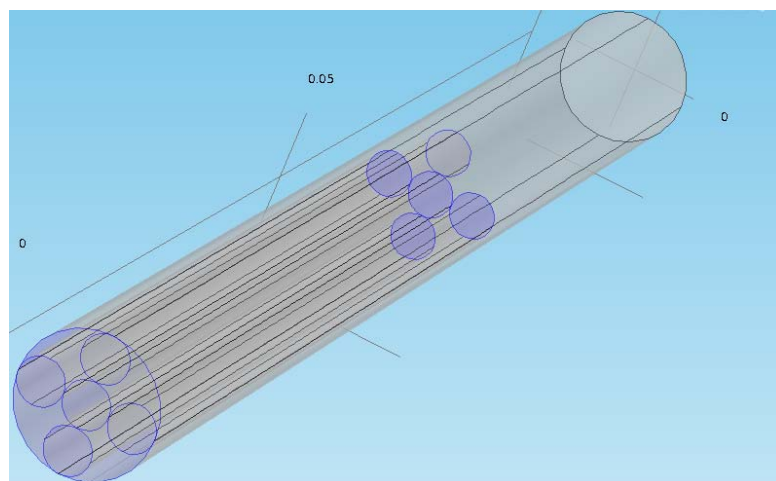


Рис. 2. Схема второго теплообменника

3. МЕТОД РАСЧЕТА ШИРИНЫ ЛИНИИ

В качестве инструмента для расчета ширины линии использовался метод градиентного спуска, реализованный в библиотеке `common-math` организации Apache. В качестве базовой функции использовалась функция псевдо-Фойхта. В ходе работы было обнаружено нелинейное отклонение изменения ширины линии в зоне температур 90-150К. На Рис 3 показана зависимость ширины полос 634 и 703 соответственно.

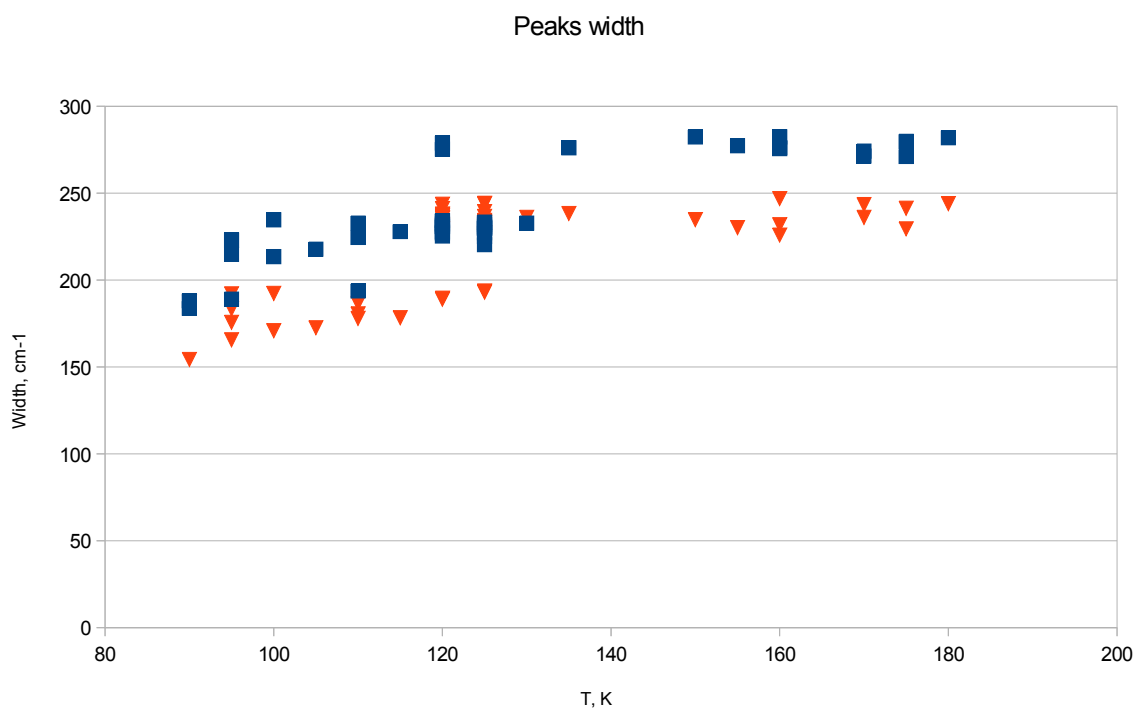


Рис. 3. Ширины полос 634 и 703 нм

4. МЕТОД РАСЧЕТА КОНСТАНТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИИ

В данной работе константы скоростей реакции рассчитывались не как абсолютные значения, но как зависимость от температуры. Действительно – константы достаточно хорошо известны при температурах выше 150К, а значит получить абсолютные значения можно с помощью нормировки.

Удельная мощность излучения синглетного кислорода для 1, 2 и 4 определяется по формулам 5-7 [5]:

$$I_a = A_a n_a, \quad (5)$$

$$I_{d1} = k_{d1} n_a^2, \quad (6)$$

$$I_{d2} = k_{d2} n_a^2, \quad (7)$$

где n_a – концентрация кислорода $O_2 (^1\Delta_g)$.

С другой стороны удельную мощность излучения, снимаемого спектрометром, можно вычислить по формуле 8.

$$I = \frac{4}{TLt_e} \int C(\lambda)R(\lambda)d\lambda, \quad (8)$$

Таким образом, константа скорости реакции определяется формулой:

$$k_2 = \frac{I_d}{n_a^2} = \frac{I_{d2} A_a^2}{I_a} = \frac{\left(\int_2 C(\lambda)R(\lambda)d\lambda \right) A_a^2 \frac{4}{TLt_e}}{\left(\frac{4}{TLt_e} \right)^2 \left(\int_6 C(\lambda)R(\lambda)d\lambda \right)^2} = \frac{\left(\int_2 C(\lambda)R(\lambda)d\lambda \right) A_a^2}{\frac{4}{TLt_e} \left(\int_6 C(\lambda)R(\lambda)d\lambda \right)^2}. \quad (9)$$

В ходе данной работы были найдены соотношения констант скоростей реакций, а так же качественные зависимости констант скоростей реакций от температуры. Отношение констант показано на Рис 4. Зависимости констант показаны на Рис 5.

4.1 Асимметрия пиков димольного излучения

На температурах порядка 200-300К было замечено, что пики димольного излучения лучше аппроксимируются не одним пиком псевдо-Фойхта, а двумя – справа и слева от вершины пика. Однако, на температурах порядка 120-150К была замечена существенная асимметрия пиков, которая уже не вписывалась в рамки аппроксимации с двух сторон. Была предпринята попытка аппроксимации пиков с помощью 2х функций гаусса. На Рис 6 показан пример аппроксимации.

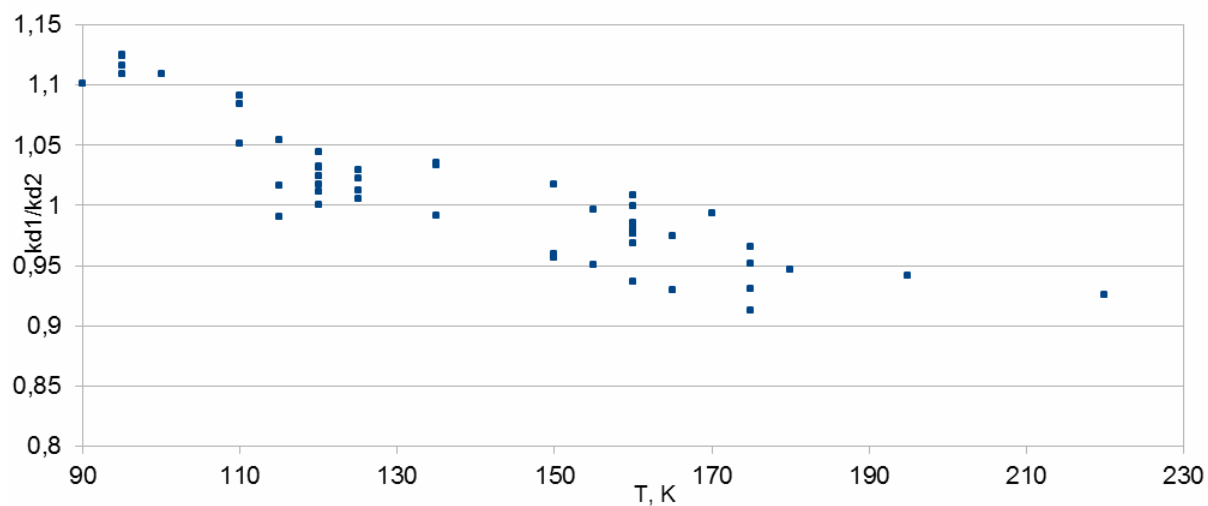


Рис. 4. Отношение констант скоростей реакций димольного излучения

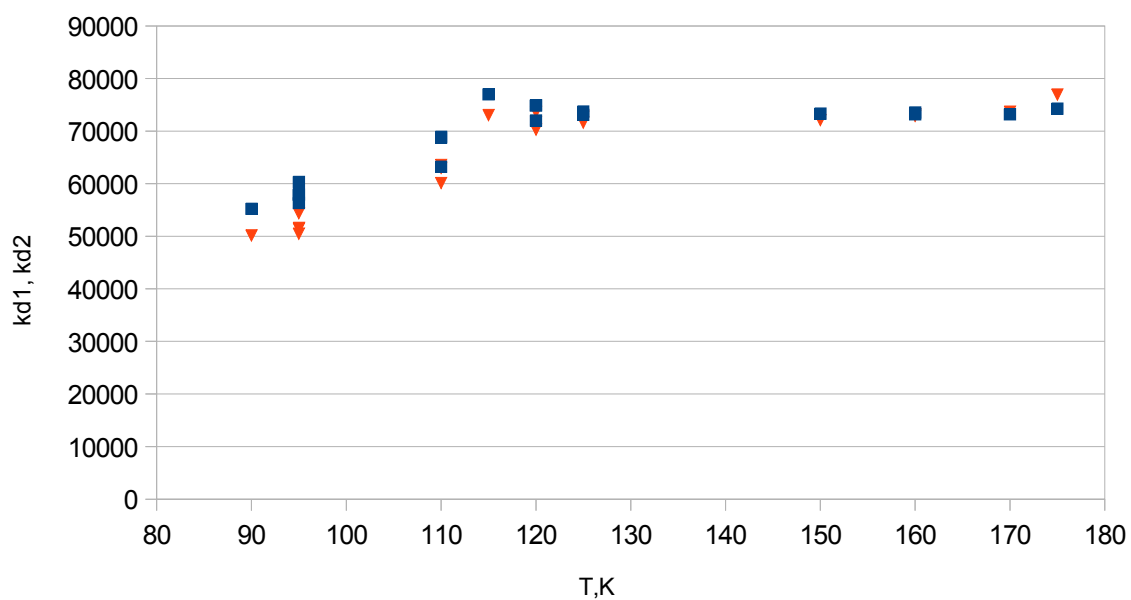


Рис. 5. Зависимость констант скоростей реакции от температуры

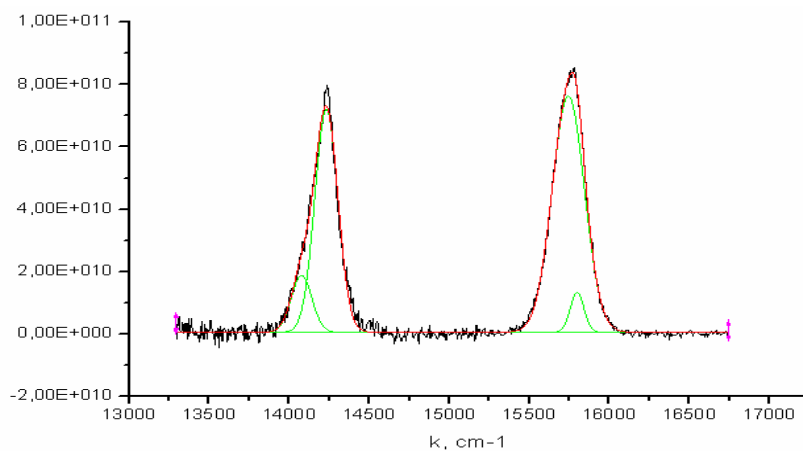


Рис. 6. Аппроксимация полос 634 и 703 нм

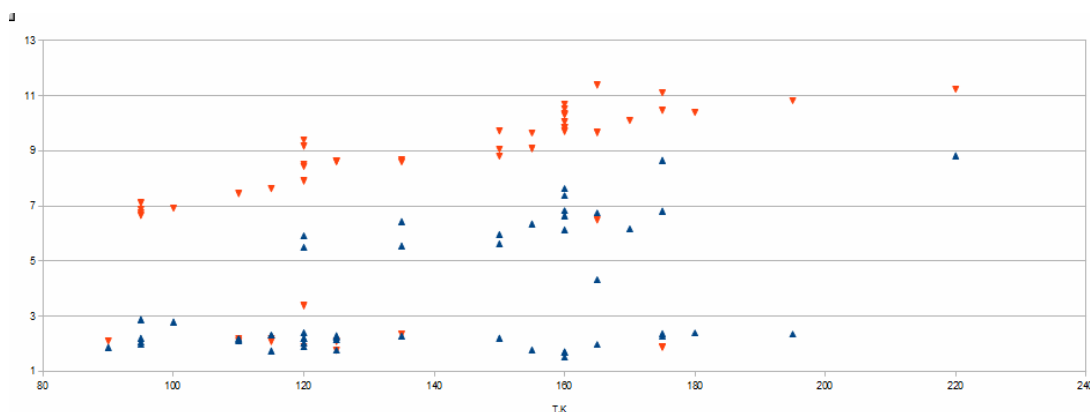


Рис. 7. Зависимость расстояния между пиками от температуры

Полученные результаты показывают прекрасную сходимость аппроксимации и меньшую погрешность. Центры полученных пиков ложатся на 2 прямые, которые зависят от температуры. Предположительно речь идет о вращательных уровнях – расстояние между пиками соответствует энергии примерно на порядок меньшей, чем колебательные уровни. На Рис 7 показана зависимость расстояния между пиками.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы было рассмотрено поведение полос димольного излучения синглетного кислорода на длинах волн 634 и 703 нм. Были рассмотрены ширины линий, а так же константы соответствующих скоростей реакций. В рамках данной работы поставлен вопрос о природе асимметрии димольного излучения и необходимых методах аппроксимации, что позволит снизить погрешность в дальнейших исследованиях.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Особую благодарность автор статьи приносит д. ф.-м. н. М.В. Загидуллину за постановку задачи и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harrison, Roy M. Pollution: Causes, Effects & Control (2nd ed.)// Cambridge: Royal Society of Chemistry, 1990. ISBN 0-85186-283-7.
2. Bo Song, Guilan Wang and Jingli Yuan A new europium chelate-based phosphorescence probe specific for singlet oxygen//The Royal Society of Chemistry 2005 Chem. Commun., 2005, 3553–3555. DOI: 10.1039/b503980k

3. Manish Gupta, Thomas Owano, Douglas S. Baer, Anthony O'Keefe, Skip Williams Quantitative determination of singlet oxygen density and
4. temperature for Oxygen-Iodine Laser Applications// Chemical Physics Letters 400 (2004) 42–46
5. S.H. Whitlow, F.D. Findlay Single and double electronic transitions in molecular oxygen // Canadian Journal of Chemistry V45, 2087(1967) P. 2087-2091
6. Загидуллин М.В. Константы скорости димольного излучения синглетного кислорода на длинах волн 634 и 703нм // Химическая Физика. 2011. Том 30. №2. С. 3-7.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ ФРАКСИКОНА В ПАРАКСИАЛЬНОМ И НЕПАРАКСИАЛЬНОМ СЛУЧАЯХ

А.В. Карсаков, А.В. Устинов, С.Н. Хонина

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: karsakv.aleksejj@rambler.ru

АННОТАЦИЯ

В работе проводится моделирование действия дифракционного оптического элемента с дробной степенью зависимости фазы от радиуса элемента (фраксикона) в параксиальном и непараксиальном случаях. Для параксиального случая приводится сравнение с полученными аналитическими выражениями.

1. ВВЕДЕНИЕ

В задачах литографии, дефектоскопии, производства микроэлементов используется сфокусированное лазерное излучение. Для коррекции параметров лазерного излучения эффективно использовать дифракционные оптические элементы (ДОЭ). Поскольку производство ДОЭ достаточно дорого и технологически сложно, необходимо предварительное математическое моделирование их поведения.

Сочетание аксикона с линзой позволяет управлять как продольным, так и поперечным распределением лазерных пучков [1-5].

В работе [4] было показано, что при использовании средств дифракционной оптики тандем линза+аксикон можно заменить одним дифракционным элементом (названным фраксиконом), фаза которого имеет дробную степень зависимости от радиальной координаты. Рефракционные аналоги таких элементов исследовались в работе [6] в рамках геометрической модели.

В данной работе проводится моделирование действия фраксикона с использованием волновой теории дифракции в параксиальном и непара-

ксиальном случаях. Для параксиального случая приводится сравнение с полученными аналитическими выражениями.

2. МЕТОДИКИ РАСЧЁТА

Радиально-симметричная линза любой степени γ создаёт набег фазы, пропорциональный r^γ . Более точно, функция пропускания определяется формулой

$$e^{-i(k\alpha_0 r)^\gamma}, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, α_0 - безразмерный коэффициент, определяющий степень фокусировки. Амплитуда поля на оси при падении плоской волны единичной амплитуды в условиях применимости приближения Френеля вычисляется по формуле

$$U = \frac{k}{z} \int_0^R e^{-i(k\alpha_0 r)^\gamma} e^{ikr^2/(2z)} r dr. \quad (2)$$

После преобразований показателя, подлежащий вычислению интеграл записывается в виде

$$U = 2\alpha a \int_0^R e^{-i\alpha(r^\gamma - ar^2)} r dr, \quad (2')$$

$$\text{где } a = \frac{k^{1-\gamma}}{2z\alpha_0^\gamma}; \alpha = (k\alpha_0)^\gamma; \alpha a = \frac{k}{2z}.$$

Приближённо вычислять его будем методом стационарной фазы. Поэтому производим разложение в ряд Тейлора и записываем приближённое равенство:

$$\exp(if(r)) \approx \exp\left[i\left[f(r_0) + f''(r_0)(r - r_0)^2/2\right]\right], \quad (3)$$

в котором точка r_0 определяется из условия

$$f'(r_0) = 0. \quad (4)$$

Проанализируем функцию $f = r^\gamma - ar^2$ в диапазоне $1 < \gamma < 2$.

Имеем две стационарные точки $r_1 = 0$; $r_2 = \left(\frac{2a}{\gamma}\right)^{\frac{1}{\gamma-2}}$.

Точка перегиба $r_n = \left(\frac{2a}{\gamma(\gamma-1)}\right)^{\frac{1}{\gamma-2}}$.

Делим отрезок интегрирования в точке перегиба.

$$U(z) = U_1(z) + U_2(z), \quad (5)$$

$$\text{где } U_1(z) = \frac{k}{z} \int_0^{r_n} e^{-i\alpha(r^\gamma - ar^2)} r dr, \quad U_2(z) = \frac{k}{z} \int_{r_n}^R e^{-i\alpha(r^\gamma - ar^2)} r dr.$$

Естественно, что второй отрезок существует только при $R > r_n$. Интеграл по второму отрезку (если этот отрезок есть) вычисляется аналогично случаю аксикона с учётом того, что разность $\gamma - 2$ отрицательна.

$$U_2(z) = \frac{k}{z} \int_{r_n}^R e^{-i\alpha(r^\gamma - ar^2)} r dr \approx \frac{ie^{-i\alpha f(r_0)}}{\gamma - 2} \left(e^{-i\frac{k}{2z}(\gamma-2)(R-r_0)^2} - e^{-i\frac{k}{2z}(\gamma-2)(r_0-r_n)^2} \right) +$$

$$+ \frac{\sqrt{\pi}\gamma^{1/(2-\gamma)}}{\sqrt{2-\gamma}} \cdot \alpha_0^{\gamma/(2-\gamma)} \cdot e^{-i\alpha f(r_0)} \cdot (kz)^{\frac{\gamma}{2(2-\gamma)}} \cdot \left[C\left(\frac{k}{2z}(2-\gamma)(R-r_0)^2\right) + \right. \quad (6)$$

$$\left. + C\left(\frac{k}{2z}(2-\gamma)(r_0-r_n)^2\right) + iS\left(\frac{k}{2z}(2-\gamma)(R-r_0)^2\right) + iS\left(\frac{k}{2z}(2-\gamma)(r_0-r_n)^2\right) \right]$$

$$U_1(z) = \frac{ia}{\mu'R^{\gamma-2} - a} \left(e^{-i\alpha\mu'R^\gamma} e^{i\frac{k}{2z}R^2} - 1 \right), \quad (7)$$

$$\text{где } \mu' = \frac{5}{\gamma + 3}.$$

Так как особенность у второй производной (в отличие от особенности первой производной и тем более самой функции) визуально никак не проявляется, то на участке $[0; r_n]$ функцию $r^\gamma - ar^2$ можно приблизить функцией βr^2 , после чего интеграл легко вычисляется:

$$U_1(z) = 2\alpha a \int_0^{r_n} e^{-i\alpha(r^\gamma - ar^2)} r dr \approx 2\alpha a \int_0^{r_n} e^{-i\alpha\beta r^2} r dr = \frac{ia}{\beta} \left(e^{-i\alpha\beta r_n^2} - 1 \right) \quad (8)$$

$$\text{По МНК получаем } \beta = a \left(\frac{10}{(\gamma + 3)\gamma(\gamma - 1)} - 1 \right).$$

Имеется равенство вида $\beta = a\mu$.

$$U_1(z) = \frac{i}{\mu} \left(e^{-i\mu\frac{k}{2z}r_n^2} - 1 \right) = \frac{i}{\mu} \left(\exp\left(-0.5i\mu\alpha_0^{2\gamma/(2-\gamma)}(\gamma(\gamma-1))^{2/(2-\gamma)}(kz)^{\gamma/(2-\gamma)}\right) - 1 \right) \quad (9)$$

В (9) предполагается, что $R > r_0$, если $r_n < R < r_0$, то во втором слагаемом у членов с R в аргументе знак меняется на противоположный. Для $U_1(z)$ верно следующее: если окажется, что $R < r_n$, то применяется формула (7), а если $R > r_n$, то используется формула (9).

Помимо данной методики в работе использовались ещё две: расчёт через преобразование Френеля (2) и расчёт через разложение по плоским волнам (Plane Wave Expansion method, PWE), который производился по следующей формуле:

$$E(\rho, z) = k^2 \int_0^{\sigma_0} P(\sigma) \exp(ikz\sqrt{1-\sigma^2}) J_0(k\sigma\rho) \sigma d\sigma, \quad (10)$$

где $P(\sigma) = \int_0^R \tau(r) J_0(k\sigma r) r dr$ – пространственный спектр;

σ_0 – радиус учитываемых пространственных частот.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Приведём результаты численного моделирования распределения интенсивности волны для элементов с числовыми апертурами $NA=0,1$, $NA=0,5$ и $NA=0,9$.

Во всех графиках, приведённых в таблицах 1-3, используется одна и та же система обозначений: синяя линия – результаты расчета по формулам (6), (7) и (9); красная линия – расчёт через преобразование Френеля (2); зелёная линия – расчёт через разложение по плоским волнам (10).

Таблица 1. Результаты расчёта интенсивности для $NA=0,1$.

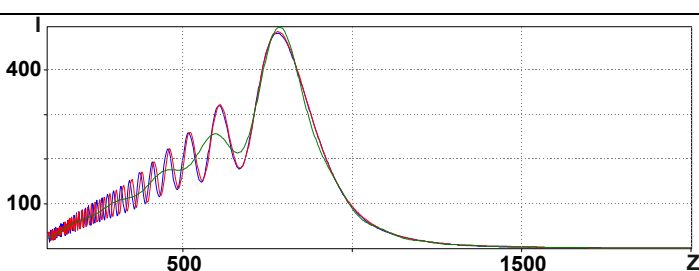
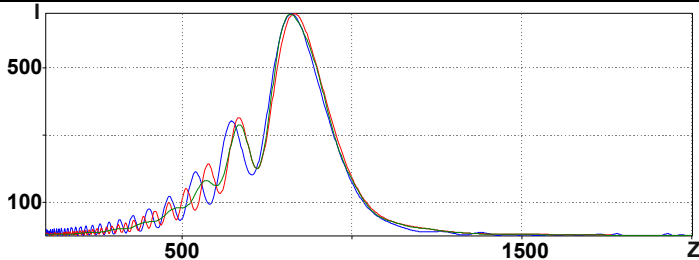
Параметры ДОЭ	Интенсивность на главной оптической оси	СКО
$\gamma=1.1$; $\alpha_0=0.0629$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.11149401$; $RMS_{\text{Форм.}} = 0.11408103$; $RMS_{\text{Фр-Форм.}} = 0.02013489$
$\gamma=1.5$; $\alpha_0=0.0192$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.05905143$; $RMS_{\text{Форм.}} = 0.07140497$; $RMS_{\text{Фр-Форм.}} = 0.07197313$

Таблица 1. Результаты расчёта интенсивности для NA=0,1
(продолжение).

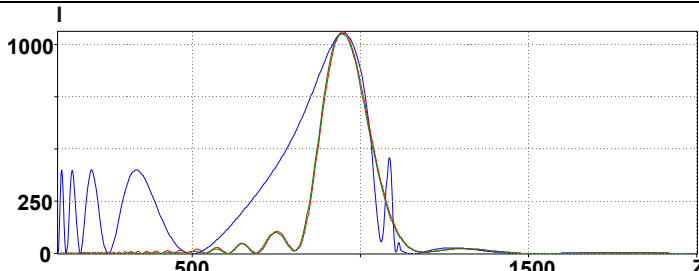
$\gamma=1.9;$ $\alpha_0=0.01$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.01110239;$ $RMS_{\text{форм.}} = 0.39414804;$ $RMS_{\text{Фр-форм.}} = 0.39139156$

Таблица 2. Результаты расчёта интенсивности для NA=0,5

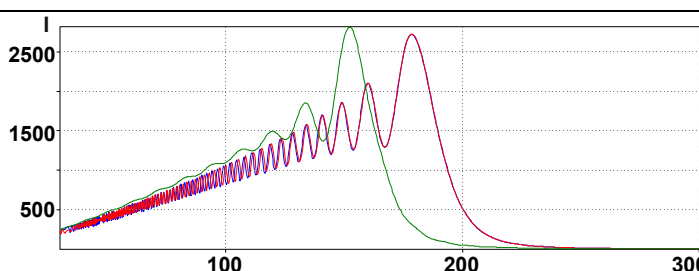
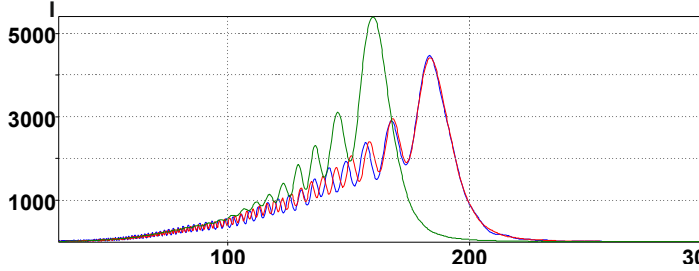
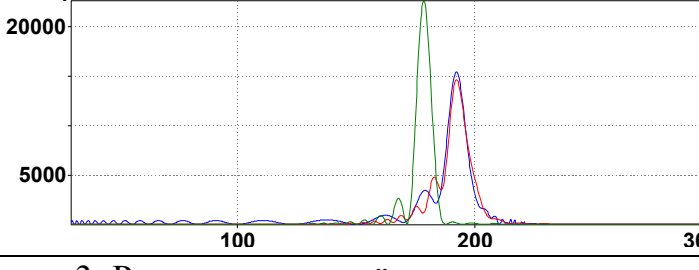
Параметры ДОЭ	Интенсивность на главной оптической оси	СКО
$\gamma=1.1;$ $\alpha_0=0.2718$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.12615610;$ $RMS_{\text{форм.}} = 0.12771884;$ $RMS_{\text{Фр-форм.}} = 0.04789815$
$\gamma=1.5;$ $\alpha_0=0.0561$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.14784765;$ $RMS_{\text{форм.}} = 0.13019067;$ $RMS_{\text{Фр-форм.}} = 0.07040844$
$\gamma=1.9;$ $\alpha_0=0.0234$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.23169782;$ $RMS_{\text{форм.}} = 0.16607623;$ $RMS_{\text{Фр-форм.}} = 0.16580170$

Таблица 3. Результаты расчёта интенсивности для NA=0,9

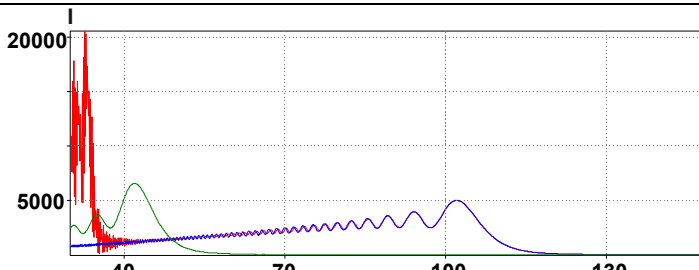
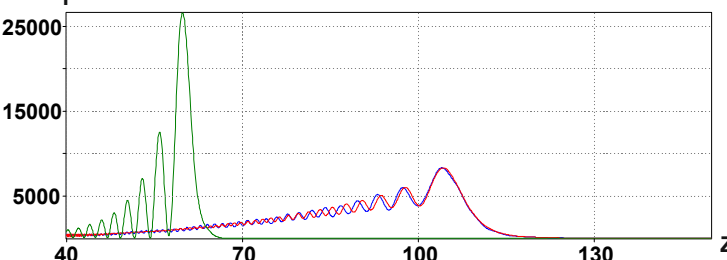
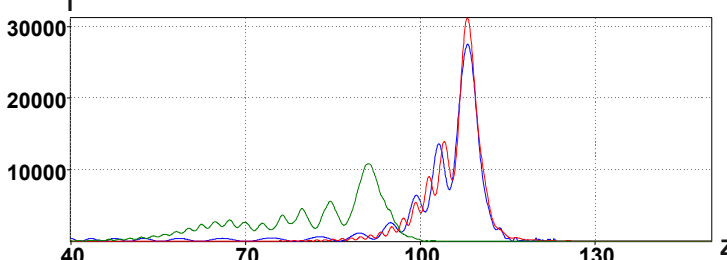
Параметры ДОЭ	Интенсивность на главной оптической оси	СКО
$\gamma=1.1;$ $\alpha_0=0.4639$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.62017960;$ $RMS_{\text{форм.}} = 0.33137143;$ $RMS_{\text{Фр-форм.}} = 0.70239991$

Таблица 3. Результаты расчёта интенсивности для $NA=0,9$
(продолжение)

$\gamma=1.5;$ $\alpha_0=0.0831$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.44280114;$ $RMS_{\text{Форм.}} = 0.44569875;$ $RMS_{\text{Фр-Форм.}} = 0.06146331$
$\gamma=1.9;$ $\alpha_0=0.0319$		$RMS_{\text{Фр.}} = 0.29842048;$ $RMS_{\text{Форм.}} = 0.31965417;$ $RMS_{\text{Фр-Форм.}} = 0.12679876$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено действие фраксикона, представляющего собой обобщенный дифракционный оптический элемент, частными случаями которого являются параболическая линза и аксикон. Получены точные аналитические выражения для распределения комплексной амплитуды и интенсивности вдоль оптической оси в рамках скалярной параксиальной волновой модели.

Также проведено численное моделирование с использованием операторов распространения в свободном пространстве в параксиальном и непараксиальном случае.

Показано, что аналитические выражения очень хорошо аппроксимируют численное решение при $\gamma \rightarrow 1$, а также при увеличении значения числовой апертуры оптического элемента, т.е. при выходе за рамки параксиальности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koronkevich V.P., Mikhaltsova I.A., Churin E.G., Yurlov Yu.I. *Lensacon*// Appl. Opt. – 1993. – Vol. 34(25). – P. 5761-5772.
2. Parigger Christian, Tang Y., Plemmons D.H., Lewis J.W.L. *Spherical aberration effects in lens-axicon doublets: theoretical study*// Appl. Opt. – 1997. – Vol. 36(31). – P. 8214-8221.

3. Burvall A. *Axicon imaging by scalar diffraction theory* – PhD thesis, Stockholm, 2004.
4. Хонина С.Н., Волотовский С.Г. *Фраксикон – дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью*// Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, №4. – С. 401-411.
5. Хонина С.Н., Казанский Н.Л., Устинов А.В., Волотовский С.Г. *Линзакон: непараксиальные эффекты*// Оптический журнал. – 2011. – Т. 78, № 11. – С. 44-51.
6. Устинов А.В., Хонина С.Н. *Геометрооптический анализ обобщённой рефракционной линзы*// Известия СНЦ РАН. – 2012. – Т. 14, № 4. (принято в печать).

СПИРАЛЬНЫЕ ПУЧКИ КАК ИНСТРУМЕНТ В РАСПОЗНАВАНИИ КОНТУРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В.Г. Волостников, С.А. Кишкин

¹*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)
e-mail: kishkin.sergey@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В статье рассматривается вопрос распознавания контурных изображений – важная задача современных исследований, которая является неотъемлемой частью разработки автоматизированных систем управления. На базе исследования уже существующих методов был предложен и рассматривается в статье иной подход, привлекающий идеи современной когерентной оптики и теории функций комплексного переменного (ТФКП). В работе приводится и пошагово обосновывается разработанный алгоритм.

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с бурным развитием вычислительной техники, в современном мире большое внимание уделяется автоматизированным системам управления. Это и неудивительно – многие происходящие вокруг нас процессы часто не требуют значительного вмешательства человека, что приводит к тому, что все большую часть задач по обслуживанию берут на себя ЭВМ. Но существует важная особенность: людям нужно не просто научить компьютер выполнять определенную последовательность действий, а обучить так, чтобы она применялась только над строго определенными объектами. Именно на этом этапе рассуждений возникла задача различения предметов друг от друга. Это может быть реализовано при помощи анализа изображения или видеозаписи с некоторого устройства, подключенного к компьютеру. Для решения данного вопроса в конце XX века были привлечены и даже созданы новые области науки, такие как нейронные сети и контурный анализ. Однако некоторые проблемы, сопутствующие задаче распознавания изображений, не решены до сих пор. В статье приводится новый подход анализа, позволяющий, как будет показано далее, обойти часть недос-

татков иных методов. Его фундамент – так называемые спиральные пучки – световые поля специфической структуры, являющиеся объектом исследований современной когерентной оптики. Суть рассматриваемого подхода заключается в том, что мы работаем не с плоской кривой, задаваемой контуром, а с определяемым ею спиральным пучком. Это связано с тем что, поскольку между кривой и пучком существует взаимно-однозначное соответствие, выгоднее рассматривать спиральный пучок – более «богатый» с математической точки зрения объект, обладающий рядом удобных свойств. Хорошо проработанный математический аппарат позволяет оперировать аналитическими выражениями для описания таких световых полей. В статье приводится описание и теоретическое обоснование предлагаемого метода, а также краткий обзор его достоинств и недостатков.

2. ТЕРМИНОЛОГИЯ

Для начала определимся с вопросом терминологии. В дальнейшем под изображением будем понимать набор точек на плоскости, которые отличаются друг от друга только месторасположением. Отметим, человеку свойственно вычленять из изображения некоторые его участки по определенным признакам. Поэтому все множество точек изображения можно разбить на набор подмножеств, каждое из которых отвечает некоторому «логическому» элементу изображения. Такие подмножества назовем контурами. Так, например, на изображении, соответствующем озеру, в простейшем случае можно выделить контур границы озера, контур кустарника и т.д. Для математического описания контура подойдет определение кривой на плоскости – упорядоченного набора точек. Зададим кривую ζ в комплексно-параметрическом виде

$$\zeta = \zeta(t), \zeta : [0, T] \rightarrow \mathbb{C}. \quad (1)$$

В дальнейшем будем предполагать, что контур задается кривой, не имеющих точек самопересечения. Это разумно: сложный составной контур можно разбить на набор более простых, после чего распознать каждый из них и на основе этого вынести решение о том, чем же являлся исходный сложный контур.

Теперь, зная кривую в форме (1), можем определить, как и в [1], следующий объект – спиральный пучок, описываемый комплексной амплитудой:

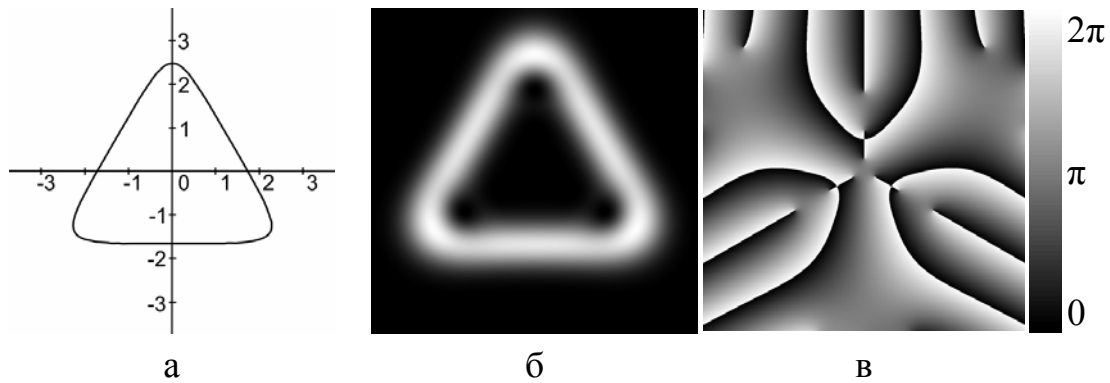


Рис. 1. Спиральный пучок в виде «треугольной» гипоциклоиды: а – образующая кривая, б – пространственное распределение интенсивности, в – пространственное распределение фазы

$$\begin{aligned}
 S(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [0, T]) = & \exp \left\{ -\frac{z\bar{z}}{\rho^2} \right\} \times \\
 & \times \int_0^T \exp \left\{ -\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t [\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)] d\tau \right\} |\zeta'(t)| dt
 \end{aligned} \quad (2)$$

Демонстрация кривой и соответствующего ей спирального пучка приведена на рисунке 1.

3. СОДЕРЖАТЕЛЬНАЯ ЧАСТЬ МЕТОДА

3.1. Вводная информация

Итак, пусть на данном этапе мы имеем изображение, контур, выделенный из изображения, кривую (1), описывающую контур, и построенное по ней световое поле (2).

Зададимся вопросом: какими параметрами мы можем характеризовать спиральный пучок и, соответственно, весь ряд описанных выше объектов. Поскольку функция $S(z, \bar{z})$, описывающая световое поле конечной энергии, является комплекснозначной функцией комплексного переменного, то она попадает в область интересов теории функций комплексного переменного (ТФКП). Из указанного раздела математики известно, что на комплексной плоскости существует базисная система функций, по которой можно разложить любую функцию комплексного переменного [2]. Поскольку такое разложение однозначно, набор его коэффициентов (вообще

говоря, бесконечный), подойдет в качестве описания спирального пучка. Далее мы рассмотрим вопросы выбора базиса, получения коэффициентов, и «выделения» из них интересующей нас информации.

3.2. Выбор базисной системы

Традиционно теоретическая оптика рассматривает световые поля с конечной энергией, т.к. именно они реализуются в окружающем нас мире. Такие поля образуют пространство полей с конечной энергией, в котором существуют классические базисы, состоящие из, так называемых, мод Эрмита-Гаусса $HG_{n,m}$ и Лагерра-Гаусса $LG_{n,m}$:

$$\begin{aligned} HG_{n,m}(x, y) &= e^{-x^2-y^2} H_n(\sqrt{2}x) H_m(\sqrt{2}y). \\ H_n(t) &= (-1)^n e^{t^2} \frac{d^n}{dt^n} e^{-t^2}, \quad n, m = 0, 1, 2, \dots \\ LG_{n,m}(x, y) &= e^{-x^2-y^2} (x + i \operatorname{sgn}(m)y)^{|m|} L_n^{|m|}(2x^2 + 2y^2) \\ L_n^\alpha(t) &= \frac{1}{n!} e^t t^{-\alpha} \frac{d^n}{dt^n} [e^{-t} t^{n+\alpha}], \quad n, \pm m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Нетрудно заметить, что такие громоздкие двухпараметрические (по n и m) системы, если и удобны в теоретических выкладках, то крайне не удобны для реализации численных алгоритмов. Однако этого и не требуется, поскольку спиральный пучок – это объект специфической структуры, обладающий набором полезных свойств. В частности, комплексная амплитуда $S(z, \bar{z})$, описывающая любой спиральный пучок, удовлетворяет соотношению:

$$S(z, \bar{z}) = \exp\left\{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}\right\} f(z), \quad (4)$$

где $f(z)$ – это целая аналитическая по z функция, т.е. функция, всюду совпадающая со своим рядом Тейлора – разложением по степеням комплексной переменной z .

Повторимся: для описания $f(z)$ нам необходима базисная система $\{z^n\}_{n=0}^{\infty}$. Следовательно, для $S(z, \bar{z})$ мы можем использовать систему $\left\{\exp\left(-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}\right) z^n\right\}_{n=0}^{\infty}$. А это есть ни что иное, как подмножество базиса из мод

Лагерра-Гаусса: $LG_{n,m}$. Это и вполне понятно, для описания любого светового поля с конечной энергией нам необходимо все двупараметрическое семейство мод Лагерра-Гаусса, а для подмножества световых полей специфической структуры – специфическое подмножество базиса из Лагерр-Гауссов, которое удачным образом оказалось однопараметрическим. Такая простота базисной системы очень хорошо сказывается, в частности, на реализации численных алгоритмов.

3.3. Коэффициенты разложения спирального пучка

После того, как мы определились с базисом, рассмотрим более подробно вопросы, касающиеся коэффициентов разложения.

Как было сказано выше, функция $f(z)$ будет задаваться своим рядом Тейлора, который является бесконечным. По очевидным причинам нет практической возможности хранить весь набор коэффициентов разложения. Однако ряд является сходящимся, а значит его общий член $c_n z^n \rightarrow 0$, $n \rightarrow \infty$. Таким образом, из всего бесконечного набора коэффициентов лишь конечное число существенно отличается от нуля.

Более того, есть возможность заранее сказать, сколько именно «ненулевых» коэффициентов будет присутствовать в разложении. Для этого обратимся к следующему специфическому свойству спирального пучка – квантованию. Как было иллюстрировано на рисунке 1, распределение интенсивности спирального пучка визуально напоминает плоскую кривую, по которой он был построен. Однако следует справедливо заметить, что так бывает не всегда, а только при выполнении так называемого свойства квантования, связывающего ориентированную площадь сектора S , замкнутого кривой, гауссов параметр пучка ρ и параметр квантования N :

$$S = \frac{1}{2} \pi \rho^2 N \quad (5)$$

Число N можно интерпретировать следующим образом: это количество нулей комплексной амплитуды поля $S(z, \bar{z})$, находящихся под порождающей кривой $\zeta(t)$. В оптике их принято называть дислокациями волнового фронта. Углубившись в ТФКП, можно обнаружить следующий факт: любая целая аналитическая функция (каковой является и $f(z)$), однозначно задается набором своих «нулей». Таким образом, для однозначного за-

дания спирального пучка нам достаточно знать нули его комплексной амплитуды. Как показывает многолетняя практика формирования такого типа полей в нашей лаборатории, определяющее влияние на структуру интенсивности светового поля играют дислокации волнового фронта, расположенные именно под порождающей кривой в количестве N штук.

Сделаем вывод: параметр квантования N , определяемый из условия (5), с достаточной точностью характеризует количество нулей для описания комплексной амплитуды спирального пучка и, следовательно, степень многочлена и количество коэффициентов из ряда Тейлора.

Теперь, когда мы знаем базисную систему и количество коэффициентов, необходимых для задания спирального пучка, выпишем их явный вид:

$$\{c_k\}_{k=0}^N, \text{ где } c_k = \iint_{\mathbb{R}^2} S(z, \bar{z}) LG_{0,k} dx dy \quad (6)$$

3.4. Работа с коэффициентами разложения

Рассмотрим более подробно вопрос о том, какую информацию мы можем получить из набора коэффициентов (6). Плоская кривая $\zeta(t)$ взаимно-однозначно связана со спиральным пучком с комплексной амплитудой $S(z, \bar{z} | \zeta(t))$, для которого является порождающей. В то же самое время комплексная амплитуда $S(z, \bar{z} | \zeta(t))$ однозначно задает (и задается) набор (набором) коэффициентов $\{c_k\}_{k=0}^N$. Таким образом, две одинаковые кривые будут определять одинаковые множества $\{c_k\}$.

Проследим логику в «обратном» направлении: пусть имеются два набора коэффициентов $\{c_k^{(1)}\}_{k=0}^N$ и $\{c_k^{(2)}\}_{k=0}^N$, полученные для кривых $\zeta_1(t)$ и $\zeta_2(t)$ соответственно. Возможны два случая:

$$\text{а) } \exists A: \forall k \in \overline{0, N} \Rightarrow \frac{|c_k^{(1)}|}{|c_k^{(2)}|} = A, \text{ т.е. модули соответствующих коэффициентов пропорциональны, тогда кривые } \zeta_1(t) \text{ и } \zeta_2(t) \text{ подобны с коэффициентом } A.$$

В этом случае также можно определить угол поворота кривых друг относительно друга:

$$\varphi = \frac{1}{ik} \ln \frac{c_k^{(1)}}{c_k^{(2)}};$$

$$\text{б) } \exists k, j \in \overline{0, N} : \frac{|c_k^{(1)}|}{|c_k^{(2)}|} \neq \frac{|c_j^{(1)}|}{|c_j^{(2)}|}; \text{ при этом можно утверждать, что ком-}$$

плексные амплитуды спиральных пучков не совпадают, а значит и кривые $\zeta_1(t)$ и $\zeta_2(t)$ различаются не только масштабом или поворотом.

4. ОЦЕНКА

Стоит сказать несколько слов о достоинствах представленного метода. Во-первых, это его однозначность, которую следует понимать в следующем смысле: при выполнении некоторых условий (например, (5)), которые для всех задач являются достижимыми, код и логика алгоритма всегда одинаковы. Т.е. чтобы ответить на вопрос о том, являются две кривые одинаковыми с точностью до масштаба и вращения, нам не нужен перебор всевозможных вариантов, что является существенной частью такого общепризнанного метода распознавания как контурный анализ с использованием корреляционных функций. Это связано с тем, что «обертывая» плоскую кривую в спиральный пучок, мы, таким образом, решаем сложную задачу, проявляющуюся в любом методе распознавания: неоднозначность получаемых объектов в зависимости от выбора начальной точки кривой. В предложенном методе спиральные пучки инвариантны относительно выбора начальной точки кривой, что гарантирует однозначность построенного объекта, и, как следствие, отсутствие необходимости производить операции перебора.

Во-вторых, это хорошая связь плоской кривой и коэффициентов комплексной амплитуды, соответствующего спирального пучка: «небольшая» деформация кривой приводит к «небольшим» изменениям коэффициентов. Таким образом, мы можем рассматривать вопрос схожести кривых, например, похожа ли предложенная кривая больше на овал или треугольник.

В-третьих, в случае практической реализации алгоритма влияние «зашумленности» кривой будет значительно меньше, чем, например, в вышеуказанном методе корреляционных функций. Поясним это так: вид интенсивности спирального пучка построенного по порождающей кривой можно «неформально» получить следующим образом: «взять» гауссов пучок и «обвести» кривую. Учитывая, что ширина гауссова пучка существенно превосходит размер точек кривой, небольшая хаотичность последних ока-

жет малое влияние на профиль интенсивности в частности, и комплексной амплитуды в целом.

Однако следует упомянуть и недостатки. Во-первых, это большая сложность операций, применяемых в данном методе, а именно вычисление экспонент, что существенно медленнее традиционных операций сложения и умножения комплексных чисел, применяемых в других методах распознавания.

Во-вторых, это необходимость решения двумерных задач построения спирального пучка и разложения по базисной системе, в то время как плоская кривая сама по себе – объект одномерной природы, что негативным образом сказывается на суммарном объеме вычислений. Но отметим, что, в то время как с первой проблемой приходится мириться, вторая не является неразрешимой – незатронутые в данной статье иные свойства спиральных пучков позволяют уменьшить, по предварительным оценкам, количество вычислений на два-три десятичных порядка. На данный момент кажется возможным достигнуть удовлетворительных асимптотических оценок производительности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье предлагается рассмотрению новый метод распознавания контуров – главных объектов изображения, основанный на тесной взаимосвязи современной когерентной оптики, теории функций и численных методах математического моделирования. Был показан и теоретически обоснован алгоритм ответа на вопрос, являются ли две кривые, описывающие представленные контура, одинаковыми с точностью до масштаба и/или вращения. Кроме этого было пояснено, что в силу выбора специфических промежуточных объектов – спиральных пучков, ответ на вышеуказанный вопрос всегда однозначен, притом эта однозначность достигается не бессмысленным перебором всех возможных вариантов. Платой за такую особенность служит большое количество необходимых вычислений, однако существуют весомые предпосылки к значительному уменьшению вычислений, а также достижению приемлемой алгоритмической сложности.

Авторы выражают свою благодарность С.П. Котовой, за постановку задачи исследования и ценные замечания в процессе обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Учебно-научного комплекса ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010, 188 с.
2. Дедус Ф.Ф., Куликова Л.И., Панкратов А.Н., Тетуев Р.К. Классические ортогональные базисы в задачах аналитического описания и обработки информационных сигналов. Под редакцией Ф.Ф. Дедуса. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 2004, 141 с.

НАНОПОРИСТЫЕ МЕМБРАНЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

А.Л. Кузнецов, В.А. Китаева

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: DOC120@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе был изучен механизм получения слоев пористого кремния путем самоформирования пор и проведен ряд экспериментальных исследований по изучению зависимости основных характеристик полученных структур от параметров процесса их формирования. Также был разработан метод получения нанопористых мембран на пластинах монокристаллического кремния с полированной поверхностью. Показано, что характеристики получаемых образцов напрямую зависят от режимов их получения, что дает возможность управлять свойствами получаемых мембран.

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день существует множество различных методов получения пористых структур и мембран из различных материалов, как правило, полимеров или металлов. Однако, у них есть свои недостатки. У полимерных и синтетических пленок – слабая механическая прочность, у металлических мембран – низкая производительность (из-за большой толщины), большой диаметр пор.

Особого внимания заслуживают мембраны, выполненные на основе полупроводниковых материалов. Широкий ряд областей возможного применения полупроводниковых мембран обуславливает востребованность исследований способов их создания и механизмов их функционирования.

Кремний, благодаря его уникальным физическим и химическим свойствам (химическая стойкость, малый удельный вес, доступность и

низкая стоимость производства), является наиболее привлекательным для исследователей полупроводниковым материалом [1].

Цель данной работы заключается в разработке метода формирования кремниевых пористых мембран, с характерными размерами пор от единиц до сотен нанометров. А так же анализ зависимостей основных характеристик получаемых структур от параметров процесса их формирования.

2. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НАНО- И МИКРОПОРИСТЫХ МЕМБРАН НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Широкое применение пористые мембраны на основе кремния могут найти в качестве микротопливных элементов. Пористые кремниевые структуры в конструкции микротопливных элементов могут выполнять роль как электродов, так и водородосепарирующих и протонопроводящих мембран.

Другим актуальным направлением возможного использования является медицина. Окисленный кремний нейтрален к биологическим жидкостям и тканям, что позволяет его использовать в установках для диализа или в качестве биологических имплантатов [2].

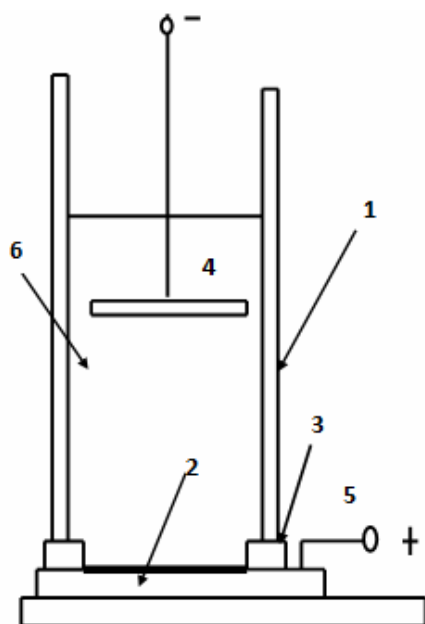
Путем изменения электростатического потенциала на слоях полупроводниковой мембраны можно изменять ее селективность. Такие структуры обладают большой универсальностью и работают эффективнее биологических мембран.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1 Получение пористых слоев кремния

Для формирования пористых слоев на пластинах монокристаллического кремния использовался метод анодного электрохимического травления с механическим контактом (рисунок 1).

В качестве анода использовалась цельная металлическая пластина с низким электрическим сопротивлением, на которую помещались пластины монокристаллического кремния. На нижней стороне кремниевых пластин путем термовакуумного напыления создавался алюминиевый слой высокой проводимости толщиной 0,5мкм. Подобные действия необходимы для устранения эффекта куполообразного фронта травления.



- 1 – фторопластовая ванна;
- 2 – кремниевая пластина;
- 3 – уплотнительное кольцо;
- 4 – серебряный электрод;
- 5 – анод;
- 6 – электролит.

Рис. 1. Схема электрохимической ячейки

Для исследования зависимостей характеристик пористых кремниевых структур от параметров их формирования была проведена серия экспериментов по получению пористых слоев на пластинах кремния с текстурированной поверхностью.

В эксперименте использовались пластины монокристаллического кремния ориентации (100), толщиной 280 мкм, удельным поверхностным сопротивлением 45 Ом/см² р-типа проводимости. Пластины обладали микрорельефом в виде тетрагональных пирамид, высотой от 2 до 8 мкм (рисунок 2).

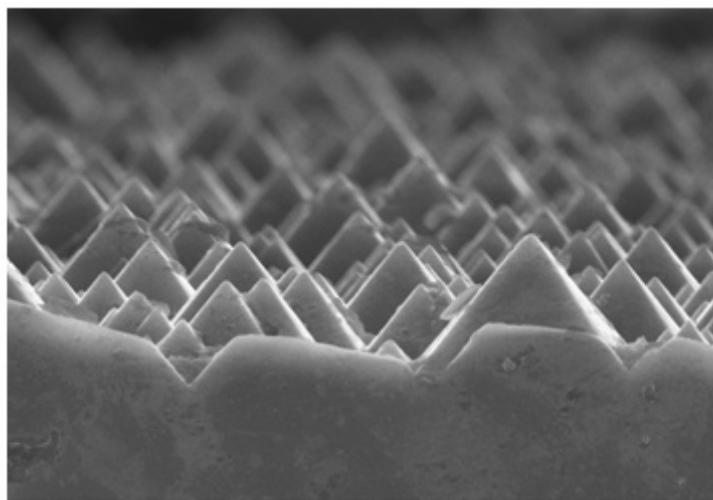


Рис. 2. Микрорельеф пластин

Пластины с текстурированной поверхностью подвергались электрохимическому травлению в водном растворе плавиковой кислоты (HF) с добавлением этилового спирта (C_2H_5OH) для лучшего смачивания поверхности кремния. Анодирование осуществлялось при помощи потенциостата П-5827 М в гальваностатическом режиме.

На рисунке 3 представлена кинетическая зависимость напряжения процесса образования ПК в гальваностатическом режиме.

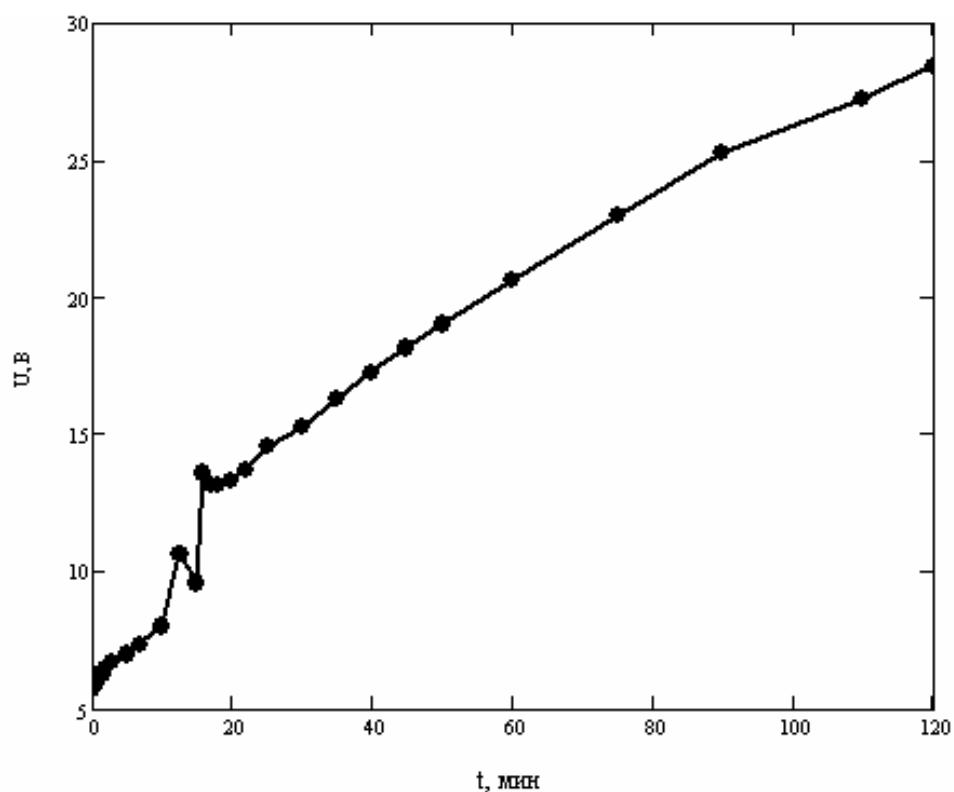


Рис. 3. Кинетическая зависимость напряжения процесса гальваностатического окисления кремния

Зависимость, представленная на графике, иллюстрирует переход процесса травления в определенный момент времени в стационарный режим, т.е. фиксирование скорости роста пор. Таким образом, представляется возможным для заданных значений параметров электрохимической обработки (состава электролита, плотности тока или напряжения) экспериментально определить величину скорости роста толщины пористого слоя, что позволит в ходе дальнейших экспериментов ее контролировать.

В таблице 1 представлены параметры электрохимической обработки при неизменном составе электролита, а также некоторые характеристики получаемых наноструктурированных материалов.

Таблица 1. Параметры электрохимической обработки образцов №1,2,3.

Образец	Состав электролита	Плотность анодного тока, mA/cm^2	Пористость, %	Средний диаметр пор, нм
№1	HF – 3%, C ₂ H ₅ OH – 10%, H ₂ O – 87%	4,3	40-50	58
№2		5,7	50-60	54
№3		7,1	60-70	53

Из таблицы видно, что полученные при одном и том же составе электролита образцы различаются по своей структуре и физическим характеристикам. Так, можно сделать вывод, что увеличение плотности тока приводит к повышению пористости формируемого наноструктурированного материала, хотя при этом характерные размеры пор уменьшаются. Иными словами с ростом тока происходит увеличение количества пор на единицу площади поверхности.

В таблице 2 представлены параметры электрохимической обработки при неизменной плотности тока.

Анализ РЭМ-изображений поверхностей и сколов образцов, полученных при одной и той же величине анодного тока показывает, что изменение концентрации HF в составе электролита даже на доли процента приводит к существенным изменениям структуры и свойств наноструктурированного материала. Так, пористый слой, образованный при больших концентрациях HF в составе электролита, по сравнению со слоями, полученными при меньших концентрациях HF, обладает большей пористостью, более равномерным распределением пор и более развитой площадью поверхности.

Таблица 2. Параметры электрохимической обработки образцов №4,5,6.

Образец	Плотность анодного тока, mA/cm^2	Состав электролита
№4	4,3	HF – 4%, C ₂ H ₅ OH – 18%, H ₂ O – 78%
№5		HF – 5%, C ₂ H ₅ OH – 22.5%, H ₂ O – 72.5%
№6		HF – 6%, C ₂ H ₅ OH – 27%, H ₂ O – 67%

3.2 Получение мембраны

В качестве исходного материала была выбрана полированная пластина монокристаллического кремния толщиной 280 мкм, ориентации (100), удельным поверхностным сопротивлением 45 Ом/см^2 , n-типа проводимости. На этапе подготовки кремниевой пластины к электрохимическому травлению помимо нанесения контактного слоя на обратную сторону пластины, на рабочей поверхности пластины в процессе фотолитографии формировалась резистивная маска. Резистивная маска, представляет собой круг диаметром 16 мм с множеством окон диаметром 800 мкм. Она защищает определенные участки кремния от воздействия электролита. Защищенные участки, тем самым, образуют армирующую решетку, придающую прочность кремниевой мембране.

На следующем этапе эксперимента проводилось электрохимическое травление рабочей поверхности пластин. Использовался следующий состав электролита: HF - 4%, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ - 8%, H_2O - 88%. Анодирование осуществлялось в гальваностатическом режиме, с плотностью тока 5 мА/см^2 в течение 120 минут.

Вскрытие пор было произведено путем химического травления обратной стороны пластины. Для травления использовался раствор, состоящий из концентрированных плавиковой и азотной кислот. Травление проводилось на протяжении 180 минут.

В результате эксперимента была получена мембрана с толщиной пористого слоя 100 мкм. Устья пор у поверхности имеют размеры 2-4,5 мкм, что значительно превышает средний диаметр пор (54 нм) в толще пористого слоя (рисунки 4,5).

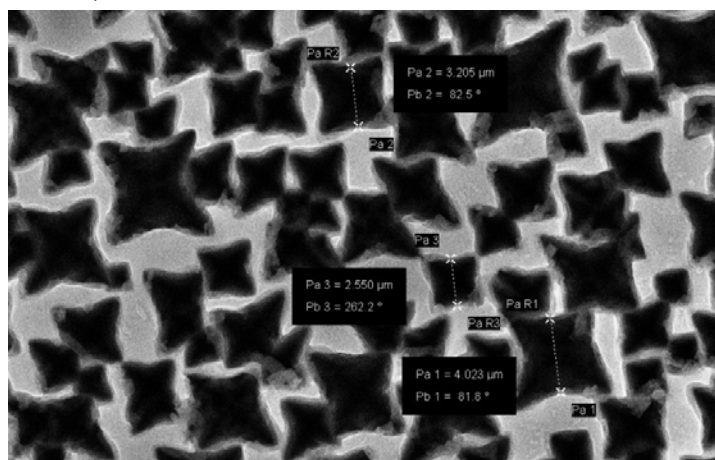


Рис. 4. РЭМ-изображения поверхности полученной мембраны

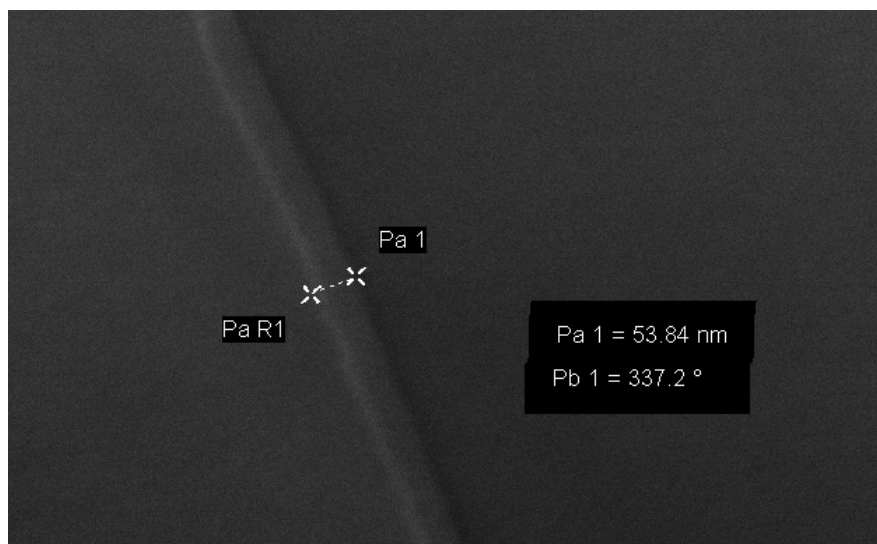


Рис. 5. РЭМ-изображения скола полученной мембраны

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод формирования нанопористых мембран на основе монокристаллического кремния обладает рядом неоспоримых преимуществ, таких как дешевизна, простота методологии, позволяющая осуществлять управление набором характеристик конечного материала в процессе его получения, высокая воспроизводимость.

Получаемые кремниевые мембраны могут найти широкое применение в различных областях, благодаря возможности варьирования такими характеристиками, как диаметр пор, толщина пористого слоя мембран. В частности, подобные мембраны можно использовать в медицине, например для диализа крови и медицинских препаратов, или для создания материалов для фильтрации крови в искусственных почках, поскольку окисленный кремний становится нейтральным к биологическим жидкостям и тканям.

В дальнейших исследованиях планируется исследовать селективную способность и механическую прочность получаемых мембран.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зимин С.П. *Пористый кремний – материал с новыми свойствами* // Соросовский Образовательный Журнал, 2004, №1, С. 102-103.
2. Canham L. *Properties of porous silicon* // Malvern: DERA, 1997, P. 400.

ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В АП-КОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦАХ, СОДЕРЖАЩИХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ ИОНЫ

Ю.О. Кузнецова^{1,2}

¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
кафедра физики твердого тела*

²*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
jul.kuznetsova_2010@mail.ru*

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач современной медицины является борьба с раковыми заболеваниями. Исследования в этой области требуют в первую очередь понимания механизмов биохимических процессов на уровне генов и белковых молекул. Применение биодатчиков, в сочетании с веществами, способными к молекулярному распознаванию, могло бы способствовать диагностике раковых заболеваний на самой ранней стадии развития, что играет огромную роль в лечебном процессе [1].

Одним из самых щадящих и безвредных методов диагностики и лечения раковых опухолей является фотодинамическая терапия. Фотодинамическая терапия (ФДТ) — метод лечения онкологических заболеваний, некоторых заболеваний кожи или инфекционных заболеваний, основанный на применении светочувствительных веществ — фотосенсибилизаторов (в том числе красителей), и, как правило, видимого света определенной длины волны. Механизмы действия ФДТ можно представить следующим образом. Введенные в организм молекулы фотосенсибилизатора избирательно фиксируются на мембранах опухолевых клеток и митохондриях. Причем, максимальная концентрация препарата в тканях достигается через 24-72 часа. При облучении фотосенсибилизированной опухолевой ткани лазерным излучением происходит переход нетоксичного триплетного кислорода в синглетный кислород, обладающий выраженным цитотоксичным действием, что приводит к разрушению клеточных мембран опухолевых клеток. Разрушение раковых клеток идет за счет воздействия синглетного кислорода. При этом цитотоксический эффект зависит

от концентрации фотосенсибилизатора и глубины проникновения света в ткани опухоли [2].

Наиболее эффективна фотодинамическая терапия при поверхностных новообразованиях кожи небольшого размера. Важно отметить, что фотодинамическая терапия эффективна лишь при толщине опухоли 10-15 мм, зависит от дозы сенсибилизатора, от типа доставки света, а также гистологического строения опухоли.

Дальнейшее развитие ФДТ направлено на то, чтобы производить лечение опухолей не только поверхностных слоев кожи, но и новообразований, располагающихся глубоко под кожным покровом. Например, есть сенсибилизаторы, способные поглощать свет с длиной волны 675 нм. Однако глубина проникновения света с такой длиной волны составляет около 4-5 см, что делает невозможным проникновение света к органам и тканям, располагающимся за пределами доступности лазерного излучения. Для увеличения глубины проникновения лазера необходимо увеличивать длину волны излучения и, как следствие, необходимо разработать новые механизмы воздействия и новую схему работы сенсибилизатора, который поглощал бы излучение на заданной длине волны [3].

2. ЛАНТАНОИДЫ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Лантаноиды имеют уникальные люминесцентные свойства. Они излучают в широком диапазоне длин волн, включая ультрафиолет, видимую и ближнюю инфракрасные области, которые делают их прекрасными претендентами для широкого применения, включая лазеры, фотодинамическая терапия, световые и оптические волокна.

Очень часто лантаноиды находятся в ионизированном трехвалентном состоянии, потеряв свои 5d и 6s электроны. Электроны, частично заполненного 4f уровня, экранируют при взаимодействии с внешними силами вышележащих $5s^2$ и $5p^6$ уровней. В результате, уровни энергии лантаноидов незначительно подвергаются влиянию окружающих ионов и остаются практически постоянными, для данного иона, в различных решетках. Переходы, включенные в ап-конверсионные процессы, представлены в этой работе 4f-4f переходами. Поглощение и испускание поперек групп элементов мало зависят от этих переходов. Поэтому время жизни люминесценции в лантаноидах относительно длинное [4].

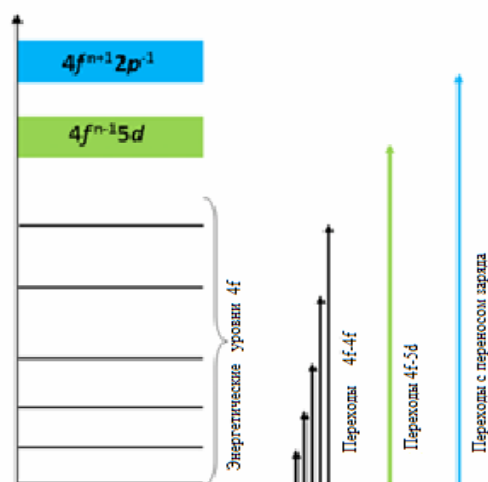


Рис. 1. Схематическое представление переходов поглощения электронов ионами лантаноидов, осуществляющие переходы $4f-4f$, $4f-5d$ и переходы с переносом заряда

2.1. Процессы возбуждения лантаноидов

Ионы лантаноидов могут проявлять три типа возбужденных переходов: переходы $4f-4f$, $4f-5d$ переходы и переходы с переносом заряда (рис.1).

$4f-4f$ переходы. Переходы $4f-4f$ включают движения электронов между различными энергетическими уровнями $4f$ орбиталей того же самого иона лантаноида. $4f-4f$ электро-дипольные переходы теоретически запрещены правилом четности. Однако на практике они обычно наблюдаются, хотя соответствующие полосы испускания слабые и узкие.

$4f-5d$ переходы. В $4f-5d$ переходах, один из $4f$ электронов выходит на $5d$ орбиталь более высокой энергии. Этот тип поглощения возбуждения обычно записывается $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d$ и обычно наблюдается в ионах Ce^{3+} (конфигурация $4f^1$). С пустых, на половину заполненных или полностью заполненных электронных оболочек, которые являются самыми стабильными, лишний $4f$ электрон Ce^{3+} легко переходит на $5d$ орбиталь. В отличие от переходов $4f-4f$, преходы $4f-5d$ разрешены, и это приводит к яркой и широкой полосе поглощения в поперечном сечении [4].

Переходы с переносом заряда. Последний возможный механизм возбуждения это переход с переносом заряда, в котором $2p$ электроны из соседних анионов (например, O^{2-} оксидах) перекидываются на $4f$ орби-

таль. Это обычно наблюдается в Eu^{3+} ($4f^6$), которому необходим один дополнительный электрон для достижения на половину заполненной конфигурации. Эти переходы разрешены и результатом является широкое и интенсивное поглощение.

2.2. Схема энергетических уровней в системе Yb^{3+} - Er^{3+}

Легирование наночастиц РЗ ионами дает возможность возмущать люминесценцию от УФ до ИК-области спектра, в том числе и мультицветные полосы люминесценции в видимом диапазоне при ап-конверсном механизме возбуждения в ближнем ИК-диапазоне [3]. Теперь перейдем к рассмотрению процессов, в которых принимают участие ионы Yb^{3+} и Er^{3+} . В этих процессах ионы Yb^{3+} выступают в роли донора, поглощая в ИК-области. Ионы Er^{3+} выступают в роли акцептора, который принимает излучение, передаваемое донором.

При облучении ИК-излучением ион Yb^{3+} (донор) поглощает фотон, в результате чего происходит переход в возбужденное состояние $^2F_{5/2}$. Затем он релаксирует в основное состояние $^2F_{7/2}$, при этом безызлучательно передавая энергию ближайшему иону акцептора, который переходит в состояние $^4I_{11/2}$. Помимо передачи энергии, ион акцептора Er^{3+} может погло-

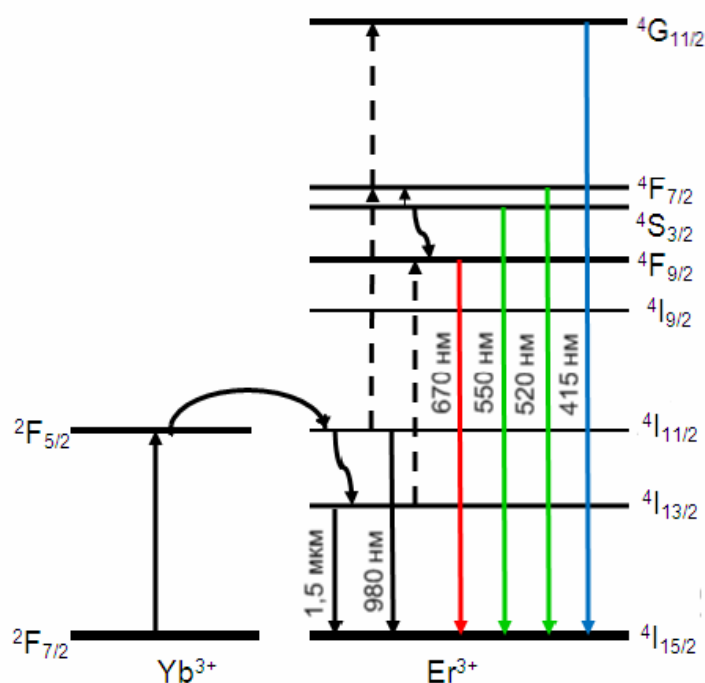


Рис. 2. Схема энергетических уровней Yb^{3+} - Er^{3+}

тить квант возбуждающего излучения напрямую и также перейти в состояние $^4I_{11/2}$, но вероятность такого процесса существенно ниже. Далее процесс может пойти по двум путям развития. Если следующий акт передачи энергии или поглощение ионом акцептора из возбужденного состояния произойдет за время, меньшее чем время жизни состояния $^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$, то акцептор перейдет в состояние $^4F_{7/2}$, откуда безызлучательно релаксирует на состояние $^4S_{3/2}$, и, затем, перейдет в основное состояние, испустив при этом люминесценцию в зеленой части спектра. Если же время жизни метастабильного уровня $^4I_{11/2}$ окажется меньше времени, через которое произойдет вторая передача энергии, то ион Er^{3+} успеет релаксировать в более долгоживущее состояние $^4I_{13/2}$. Тогда последующая передача энергии от донора переведет акцептор в состояние $^2F_{9/2}$, откуда он релаксирует в основное состояние с излучением люминесценции в красной части спектра [4].

2.3. Измерение спектров излучения редкоземельных элементов

Для экспериментального исследования спектров излучения наночастиц NaYF_4 , допированных Yb^{3+} - Er^{3+} был использован лазерный электронный спектро-анализатор (ЛЭСА). Возбуждение ап-конверсионной люминесценции осуществляли непрерывным лазером с длиной волны 974нм и выходной мощностью 670 мВт. В ходе работы были использованы ап-конверсионные наночастицы $\text{NaYF}_4:\text{Yb}_x\text{Er}_y$ с концентрациями $x=0,3; 0,6; 0,9; y=0,015; 0,03; 0,1; 0,2$ (представлены в таблице 1).

Спектры ап-конверсионной люминесценции образцов с одинаковой концентрацией Yb^{3+} представлены на рисунке 4, а с одинаковой концентрацией Er^{3+} представлены на рисунке 5.

Таблица 1. Условное обозначение образцов РЗЭ

Условное обозначение	Химическое соединение
F 237	$\text{NaYb}_{0,9}\text{Er}_{0,1} \text{F}_4$
F 241	$\text{NaY}_{0,6}\text{Yb}_{0,3} \text{Er}_{0,1} \text{F}_4$
F398	$\text{NaY}_{0,2}\text{Yb}_{0,6}\text{Er}_{0,2} \text{F}_4$
F 473	$\text{NaY}_{0,07}\text{Yb}_{0,9}\text{Er}_{0,03} \text{F}_4$
F 474	$\text{NaY}_{0,085}\text{Yb}_{0,9}\text{Er}_{0,015} \text{F}_4$

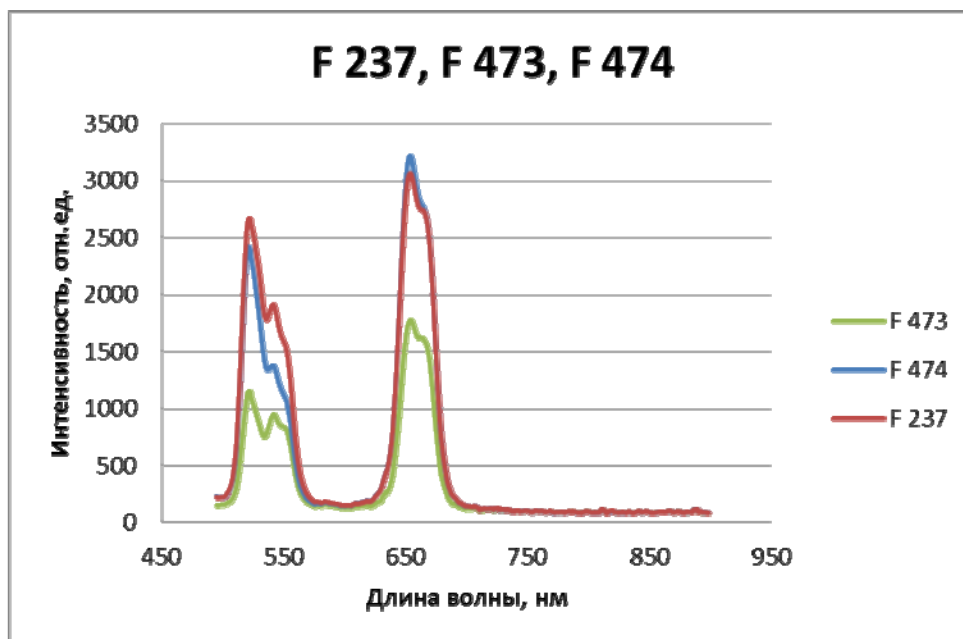


Рис. 4. Спектры излучения образцов при фиксированной концентрации Yb^{3+}

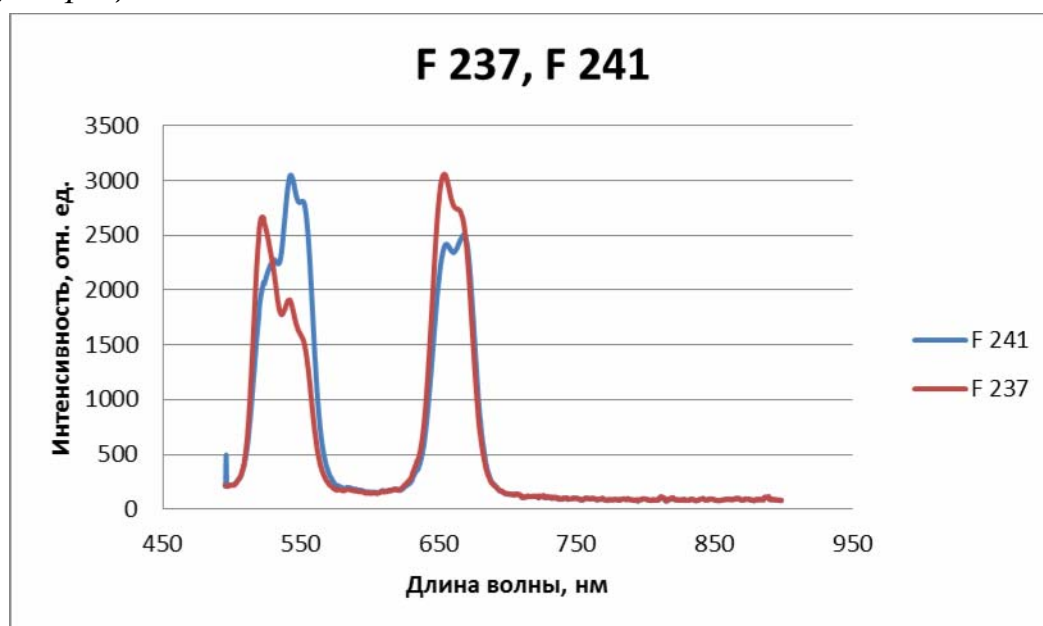


Рис. 5. Спектры излучения образцов при фиксированной концентрации Er^{3+}

Для образцов была построена зависимость отношения доли испускания в красной части спектра по отношению испускания в зеленой части спектра от концентрации Er^{3+} . Из рисунка 6 можно сделать вывод, что интенсивность ап-конверсионного излучения и спектральные свойства зависят от концентрации примеси. От красной длины волны к зеленой интенсивность спектров падает при увеличении концентрации Er^{3+} . Концен-

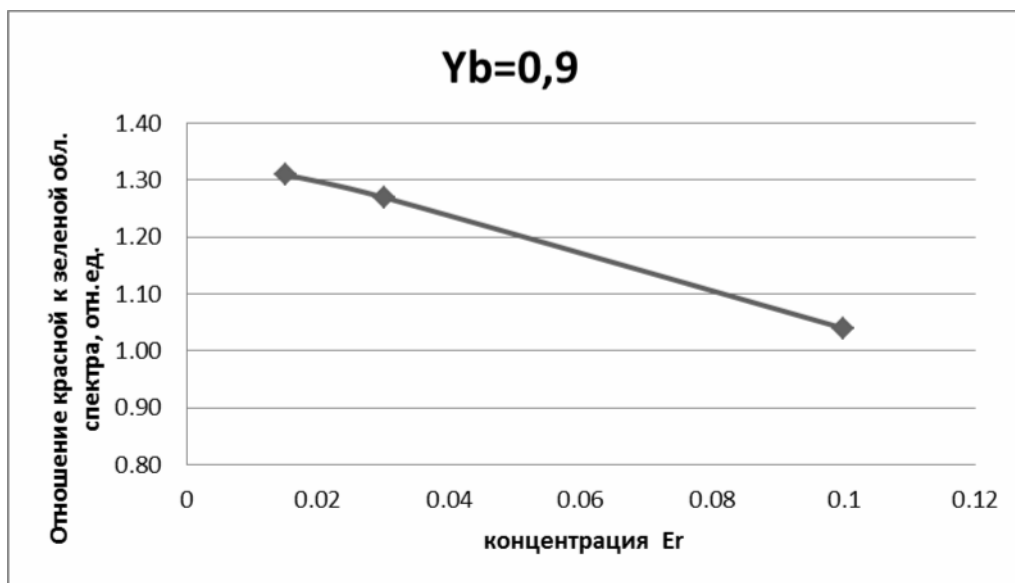


Рис. 6. Изменение отношения доли эмиссии в красной части спектра по отношению к эмиссии в зеленой части спектра

традиционная зависимость спектральных свойств излучения показывает, что механизмы заселения зеленых и красных уровней различны.

В частности, уровень иона $\text{Er}^{3+} {}^4\text{F}_{9/2}$ заселяется не только за счет процессов передачи энергии от иона Yb^{3+} , но и за счет безызлучательной релаксации с вышележащих уровней ${}^4\text{S}_{3/2}$ и ${}^2\text{H}_{11/2}$, испускающих свет в зеленой части спектра. Кроме того, увеличение соотношения красный/зеленый с увеличением концентрации Er^{3+} (при фиксированной концентрации Yb^{3+}), указывает на существование дополнительных процессов депопуляции уровней ${}^4\text{S}_{3/2}$ и ${}^2\text{H}_{11/2}$ и / или процессов заселения уровня ${}^4\text{F}_{9/2}$ при более высоких концентрациях Er^{3+} [4].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы были изучены основные механизмы излучения света и оптические свойства РЗЭ. Было проведено экспериментальное исследование спектров излучения образцов ап-конверсных наночастиц, содержащих редкоземельные ионы. В ходе эксперимента было установлено, что спектры излучения ап-конверсных наночастиц, содержащих редкоземельные ионы имеет два пика в видимой области. Первый пик отвечает за механизм переноса энергии с уровня ${}^4\text{F}_{7/2}$ на уровень ${}^4\text{I}_{15/2}$ и с уровня ${}^4\text{S}_{3/2}$ на уровень ${}^4\text{I}_{15/2}$. А второй пик отвечает за механизм переноса энергии с уровня ${}^4\text{F}_{9/2}$ на уровень ${}^4\text{I}_{15/2}$. Важной характеристикой является также соотношение ин-

тенсивностей пиков в разных частях спектра. Изменение интенсивностей различных пиков дает информацию о механизмах заселения различных уровней, а суммарная интенсивность служит обоснованием для выбора оптимальной концентрации легирующих примесей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Введение в нанотехнологию/Н. Кобаяси; пер. с японского-2-ое издание-М.: Бином. Лаборатория знаний, 2008.-с.86.
2. М.Л. Гельфонд, *Фотодинамическая терапия в онкологии*, Практическая онкология , т. 8, № 4 – 2007, с.209,
3. Оптическая биомедицинская диагностика. Под редакцией В. В. Тучина, в 2-х томах, том 2, Физматлит ,2007UNIVERSITY OF CAMBRIDGE,
4. Department of Materials Science and Metallurgy, thesis: «Metal Oxides for Efficient Infrared to Visible Upconversion», Isabelle Etchart.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЙОДА В ПРИСУТСТВИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

М.С. Малышев

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

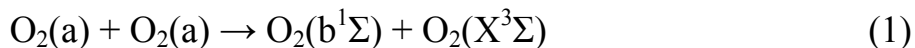
e-mail: ningen256@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе было произведено моделирование процесса смешения в сопловом блоке потоков, содержащих синглетный кислород и молекулярный йод. Моделирование производилось в одномерном приближении при помощи численного решения системы ОДУ и в двумерном приближении путем построения модели в пакете COMSOL Multiphysics. Было вычислено дифференциальное количество молекул синглетного кислорода, необходимое для диссоциации одной молекулы йода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс диссоциации молекулярного йода имеет большое значение в кинетике активной среды кислородно-йодного лазера. Основным энергоносителем в кислородно-йодном лазере является синглетный кислород $O_2(a^1\Delta)$, который в том числе может приводить к диссоциации молекулярного йода вследствие цепной реакции[1]:

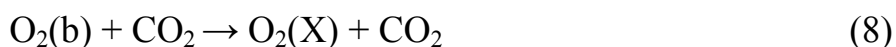
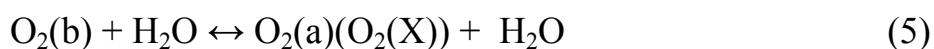


На данный момент считается, что диссоциация молекул йода таким образом является энергетически невыгодной, поскольку для диссоциации

одной молекулы йода требуется большое количество молекул синглетного кислорода ($n_{dif} \sim 6-18$). В работе [2] было показано, что это не так, было получено $n_{dif} \sim 4$. Подтверждение данных результатов может послужить доводом против принудительной диссоциации молекулярного йода перед введением в активную среду кислородно-йодного лазера.

2. МОДЕЛЬ ЭКСПЕРИМЕНТА

На эксперименте, моделирование которого производилось в данной работе, смешение производилось посредством введения его смеси с буферным газом (N_2) в поток, содержащий O_2 , H_2O и CO_2 . Смешение производилось в канале с поперечным сечением 10×24 мм. Впрыск I_2 производился при помощи соплового блока, состоящего из 6 сопел, каждое сечением 8×2 мм. В дополнение к уже указанным реакциям цепной стадии диссоциации йода в модель были введены следующие реакции тушения:



Задача решалась при следующих условиях: $T=300K$, $p = 1,83$ тор. Молярные расхода компонент при смешении: $m_{O_2} = 0,762$ ммоль/с, $m_{CO_2} = 0,3$ ммоль/с, $m_{H_2O} = 0,001m_{O_2}$ ммоль/с, $m_{I_2} = 0,003m_{O_2}$, $m_{N_2} = 0,179$ ммоль/с, $m_{O_2(b)} = 2,14 \times 10^{-5}$ ммоль/с. Доля $O_2(a)$ относительно суммарного расхода кислорода $Y = 0,414$. Данные условия близки к полученным на эксперименте в СФ ФИАН.

3. ОДНОМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Исходные реакции в одномерном приближении записываются в виде следующей системы ОДУ, записанной для молярных долей X :

$$\begin{cases}
dX_{O_2(a)} / dt = -k_{q1}X_{O_2(a)}^2 - k_{q2}X_{O_2(a)}X_{I^*} \\
dX_{I_2} / dt = -k_2X_{O_2(b)}X_{I_2} \\
dX_I / dt = 2k_2X_{O_2(b)}X_{I_2} - k_{3f}X_{I_2} + k_4X_{I^*}X_{O_2(a)} + \\
+ k_{3b}X_{I^*}X_{O_2(X)} + k_6X_{I^*}X_{H_2O} + k_7X_{I_2}X_{I^*} + k_9X_{I^*}X_{CO_2} \\
dX_{I^*} / dt = k_{3f}X_{I_2} - k_4X_{I^*}X_{O_2(a)} - k_{3b}X_{I^*}X_{O_2(X)} - \\
- k_6X_{I^*}X_{H_2O} - k_7X_{I_2}X_{I^*} - k_9X_{I^*}X_{CO_2} \\
dX_{O_2(b)} = -k_2X_{O_2(b)}X_{I_2} + k_4X_{I^*}X_{O_2(a)} - k_5X_{O_2(b)}X_{H_2O} + \\
+ k_1X_{O_2(a)}^2 - k_8X_{O_2(a)}^2 - k_8X_{O_2(b)}X_{CO_2}
\end{cases} \quad (10)$$

Здесь, k_{q1} и k_{q2} есть эффективные константы дезактивации энергии $O_2(a)$, полученные на основании результатов экспериментов, проведенных в СФ ФИАН. Они имеют значения: $k_{q1}=10 \times 10^{-17}$ см³/с, $k_{q2}=6 \times 10^{-13}$. Остальные константы реакций имеют следующие значения: $k_I=4,5 \times 10^{-17}$ см³/с, $k_2=1 \times 10^{-10}$ см³/с, $k_{3f}=7,6 \times 10^{-11}$ см³/с, $k_{3b}=k_{3f}/(0,75 \exp(401/T))$, $k_4=2,5 \times 10^{-13}$ см³/с, $k_5=6,7 \times 10^{-12}$ см³/с, $k_6=2,3 \times 10^{-12}$ см³/с, $k_7=3,1 \times 10^{-11}$ см³/с, $k_8=5 \times 10^{-13}$ см³/с, $k_9=1,3 \times 10^{-16}$ см³/с [3,4].

Для решения системы уравнений была написана программа на языке scilab, использовался метод Рунге-Кутты. На рисунке 1 ниже показаны зависимости долей X_{I_2} , X_I , X_{I^*} от расстояния по потоку, которое отсчитывается от точки впрыска I_2 . Также, на рисунке 2 показан спад параметра Y по потоку.

Как уже было сказано, основной целью данной работы является измерение дифференциального расхода молекул $O_2(a)$ для диссоциации одной молекулы йода, иными словами $n_{dif}=dX_{O_2(a)}/dX_{I_2}$. На рисунке 3 показано изменение этого параметра по потоку.

Видно, что в точке перегиба $n_{dif} \approx 4$, что соответствует результатам, полученным в работе [2]. В перспективе данные результаты, возможно, позволят отказаться от принудительной диссоциации молекул I_2 перед введением их в активную среду кислородно-йодного лазера.

4. ДВУМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Впоследствии, задача решалась в двумерном приближении при помощи пакета COMSOL Multiphysics. Решение производилось в изотермическом приближении. Также, из 6-ти сопел рассматривалось только одно, с

граничными условиями симметрии. Решалось уравнение Навье-Стокса для изотермического потока, а также уравнения конвекции и диффузии для всех компонент реагирующего потока, включая H_2O , CO_2 , N_2 . Для того, чтобы увидеть насколько результаты двух приближений различаются, построим зависимость доли, например, I^* . Такое сравнение показано на рисунке 4. Как видно, зависимости различаются не сильно.

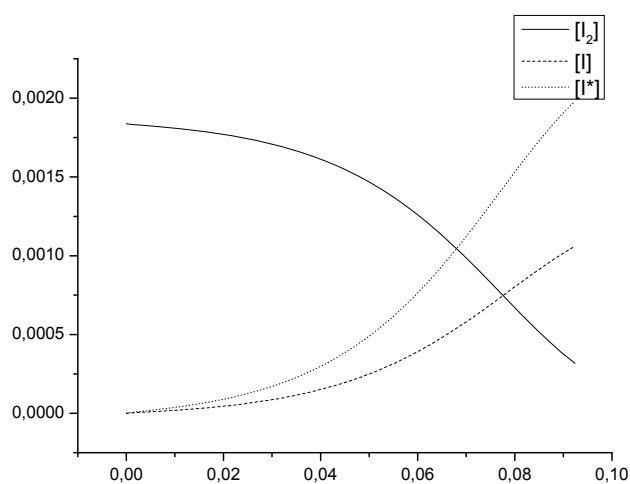


Рис. 1. Изменение долей по потоку

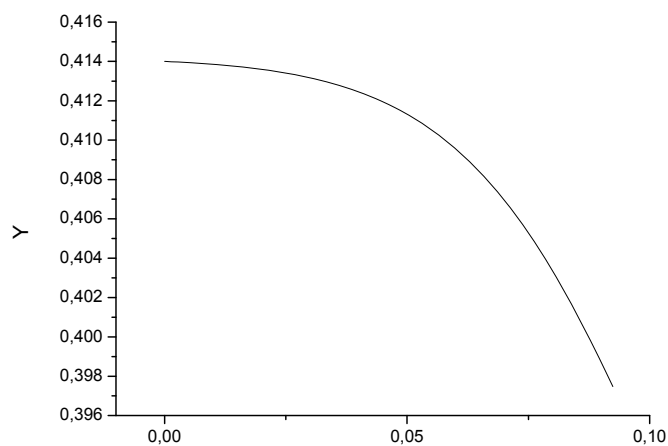


Рис. 2. Изменение Y по потоку

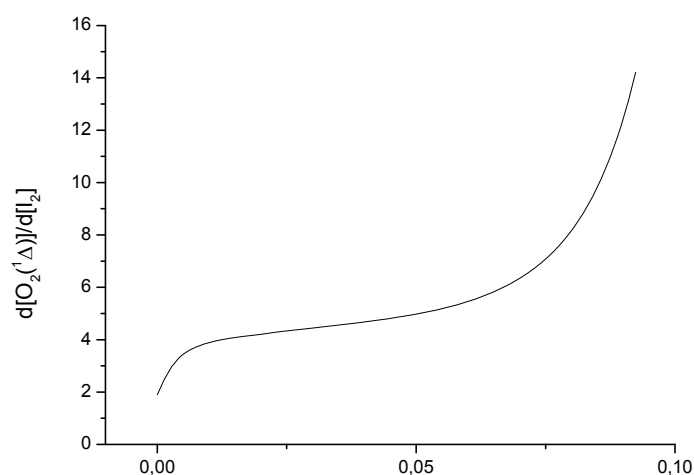


Рис. 3. Изменение n_{dif} по потоку

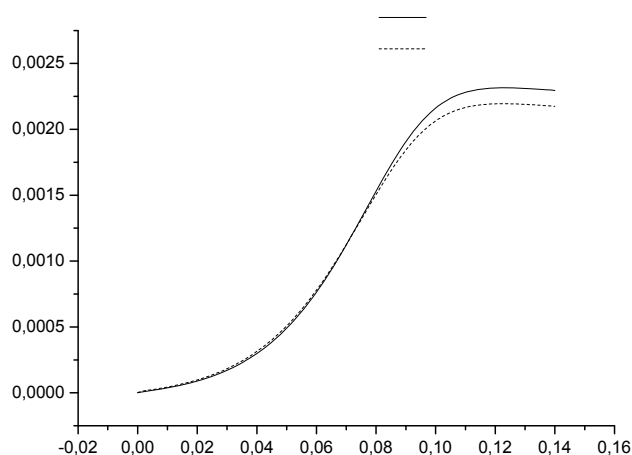


Рис. 4. Сравнение результатов моделирования в одномерном и двумерном приближениях

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были подтверждены ранее полученные результаты, касающиеся дифференциального расхода молекул синглетного кислорода для диссоциации молекулы йода. Дальнейшим развитием темы может являться разработка трехмерной модели. Это важно, поскольку двумерная модель вычисляется в сечении, в направлении которого размеры канала максимальны (24 мм). Различные же эффекты, связанные с вязкостью и тушением на стенках наиболее сильно проявляются только в направлении

минимального сечения канала (10 мм). Также важным шагом будет сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, это может послужить основой для пересмотра значений некоторых констант.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.J. Arnold, N. Finlayson, E. A. Ogryzlo Some Novel Energy Pooling Processes Involving $O_2(1\Delta_g)$ // J. Chem. Phys. 1966, T.44, C.2529-2530.
2. V. Rybalkin, A. Katz, K. Waichman, D. Vingurt, Z. Dahan, B. D. Barmashenko, S. Rosenwaks How many $O_2(1\Delta)$ molecules are consumed per dissociated I_2 in chemical oxygen-iodine lasers? // Applied Physics Letters. 2006, T.89.
3. G.P. Perram Approximate analytic solution for the dissociation of molecular iodine in the presence of singlet oxygen // International Journal of Chemical Kinetics. 1995, T.27, C.817-828
4. D.F. Muller, P.L. Houston Direct Observation of Electronic-to-Vibrational Energy Transfer from $O_2(1\Sigma)$ to $CO_2(v_3)$ // J. Phys. Chem. 1995. T.85, C.3563-3565

МАГНИТО-ДИПОЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТЕОРИИ ВОЛЧКОВ

Э.Р. Мочелевская, А.В. Горохов

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)*

e-mail: ehlviramochelevskaya@yandex.ru, gorokhov@samsu.ru

АННОТАЦИЯ

В представлении когерентных состояний группы вращений выведены уравнения динамики молекул во внешнем переменном магнитном поле и выполнен расчет вероятностей переходов между вращательными подуровнями.

Рассмотрим явление Зеемана на вращательных уровнях молекул [1]. Для молекул, имеющих электронный механический момент, а, следовательно, и электронный магнитный момент – расщепление уровней имеет тот же порядок $\mu_B H$, что и для атомов. Нас будет интересовать случай устойчивых молекул с электронным моментом, равным нулю, когда зеемановское расщепление вращательных уровней определяется очень малыми магнитными моментами, порядка ядерного магнетона, связанными с вращением молекул. Представляя вращательный магнитный момент в виде:

$$\mu_J = g_J \mu_{яо} J,$$

получаем дополнительную энергию в магнитном поле, равную

$$E = -(\mu_J H) = -g_J \mu_{яо} J_z H = -g_J \mu_{яо} H m_J \quad (m_J = J, J-1, \dots, -J),$$

т.е. каждый вращательный уровень расщепляется на $2J+1$ подуровней. Соответственно происходит расщепление вращательных линий, аналогичное явлению Зеемана в слабом поле на электронных уровнях энергии атомов. Вращательные моменты ядер очень малы; величины $g_J \mu_{яо}$ обычно составляют десятые или даже сотые доли ядерного магнетона. Поэтому мала и величина зеемановского расщепления. В магнитных полях порядка 10000 Гс она обычно не превышает нескольких МГц.

Величины вращательных магнитных моментов могут быть найдены при изучении явления Зеемана на вращательных линиях поглощения в

микроволновой области и по методу магнитного резонанса в молекулярных пучках.[2] Последним методом были с большой точностью определены значения вращательных магнитных моментов молекул водорода и дейтерия.

Рассмотрим теперь случай, когда на асимметричный волчок действует переменное магнитное поле. При этом мы будем учитывать переходы магнитного дипольного типа между подуровнями волчка без изменения J .

Гамильтониан задачи имеет вид:

$$\hat{H} = \left(\frac{1}{2I_1} - \frac{1}{2I_2} \right) (\hat{J}_+^2 + \hat{J}_-^2) + \left(\frac{1}{2I_1} + \frac{1}{2I_2} \right) (\hat{J}_+ \hat{J}_- + \hat{J}_- \hat{J}_+) + \frac{1}{2I_3} \hat{J}_3 - \gamma \vec{J} \vec{B}(t)$$

$$\vec{B}(t) = (B_1(t), B_2(t), 0), \quad B_1(t) = B \cos \omega t, \quad B_2(t) = B \sin \omega t.$$

Здесь B - величина магнитного поля, поляризованного по кругу в плоскости (X, Y) . Такая зависимость магнитного поля характерна для экспериментов по электронному и ядерному магнитному резонансу [2,3].

Вычислим полный символ гамильтониана в представлении когерентных состояний $|z\rangle$ группы вращений [4-6]. Он равен

$$\begin{aligned} \hat{H}(z, \bar{z}, t) = & \left\{ \left(\frac{1}{2I_1} - \frac{1}{2I_2} \right) 2j(2j-1)(z + \bar{z}) + \left(\frac{1}{2I_1} + \frac{1}{2I_2} \right) (4j^2(z\bar{z}) + j(z\bar{z})^2 + j) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2I_3} (j^2(1 - z\bar{z})^2 + 2jz\bar{z}) \right\} \frac{1}{(1 + z\bar{z})^2} - \frac{j\gamma}{2(1 + z\bar{z})} \\ & + B((z + \bar{z} \cos \omega t - i(z - \bar{z}) \sin \omega t) \end{aligned} \quad (1)$$

С его использованием находим явный вид уравнения движения асимметричного волчка в представлении когерентных состояний [6]:

$$\begin{aligned} \dot{z} = & \{ i(I_1 - I_2)I_3(-1 + 2j) + (I_2I_3(1 - 2j) + I_1(I_3 - 2I_3j + I_2(-1 + j + 2I_3j))) \\ & + 2I_3(I_2(-1 + j) - I_1j)\dot{z} - 2(I_1 - I_2)I_3(-1 + 2j) + (-2I_2I_3j + \\ & I_1(I_2 - 4I_2I_32I_3j + 4I_2I_3j))\dot{z}(I_1 + I_2)I_3\dot{z}^2 + I_2I_3 + I_1(I_3 - I_2j + 2I_2I_3j))\dot{z}^2z^3 \} \times \\ & \times [1 + (z\bar{z})^3]^{-1} + \frac{Bjz\gamma(z + \dot{z})\cos \omega t}{(1 + z\bar{z})^2} - \frac{Bjz\gamma\cos \omega t}{1 + z\bar{z}} + 2i\sin \omega t \end{aligned} \quad (2)$$

Траектория движения для $j = 5$ выглядит следующим образом:

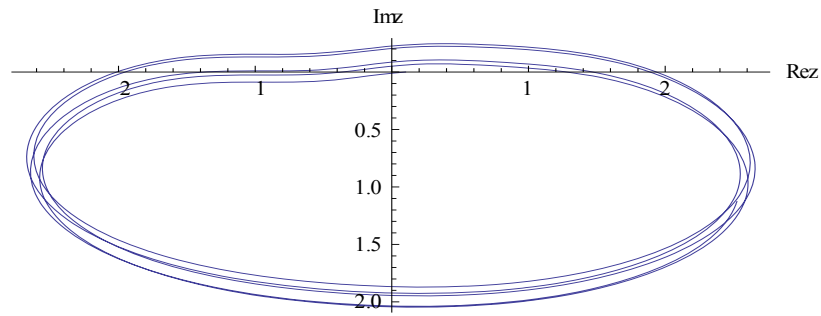


Рис. 1. Траектория движения на комплексной плоскости
 $(z = x + iy, I_1 = 3, I_2 = 15, I_3 = 3, j = 5, \gamma = 1, B_0 = 1, \omega = 0.5)$

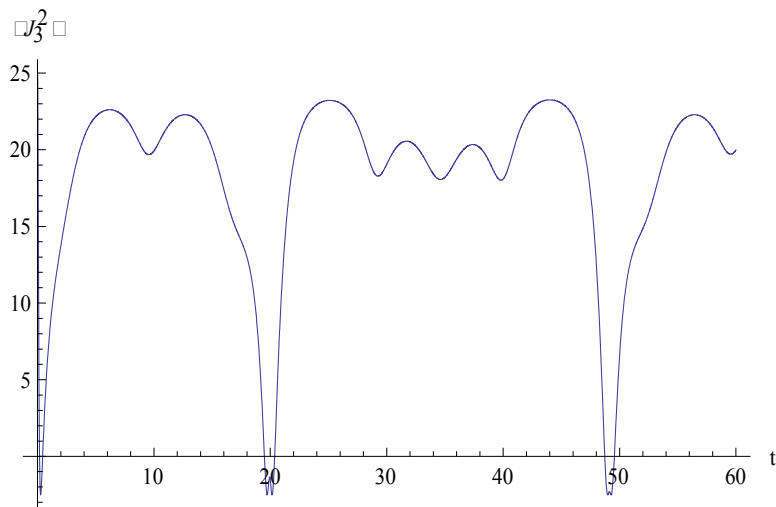


Рис. 2. Временная зависимость $\langle J_3 \rangle^2$ (параметры те же, что и на рис.1)

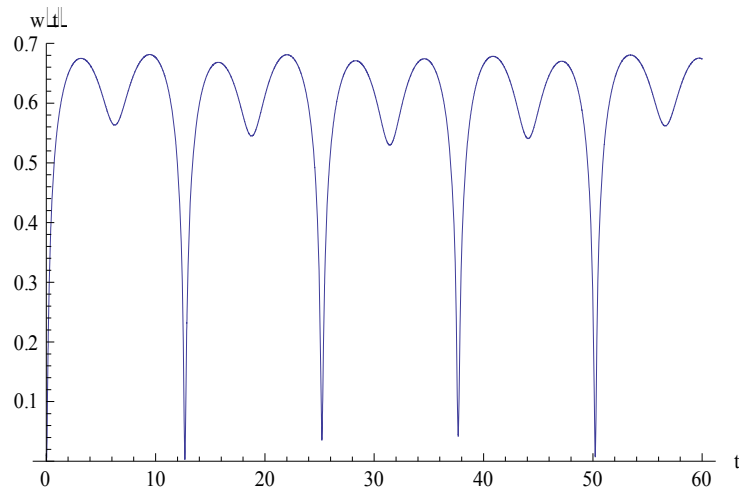


Рис. 3. Вероятность нахождения системы на верхнем уровне:
 (параметры те же, что и на рис.1)

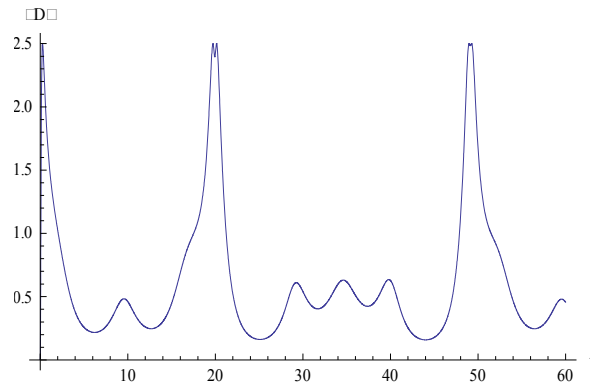


Рис. 4. Дисперсия (Параметры те же, что и на рис.1)

Расчеты для динамики волчка при наложении переменного магнитного поля проводились в безразмерной системе единиц при задании разных значений углового момента j , моментов инерции и параметров внешнего поля. Магнитное поле бралось вращающимся в плоскости (X, Y) с частотой ω , как постоянного модуля B : ($B_1(t) = B \cos \omega t$, $B_2(t) = B \sin \omega t$), так и модуля $B(t)$, убывающего со временем по гауссовому закону $B(t) = \exp \left[-\left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \right]$.

Динамика асимметричного волчка в переменном магнитном поле показана на следующих рисунках:

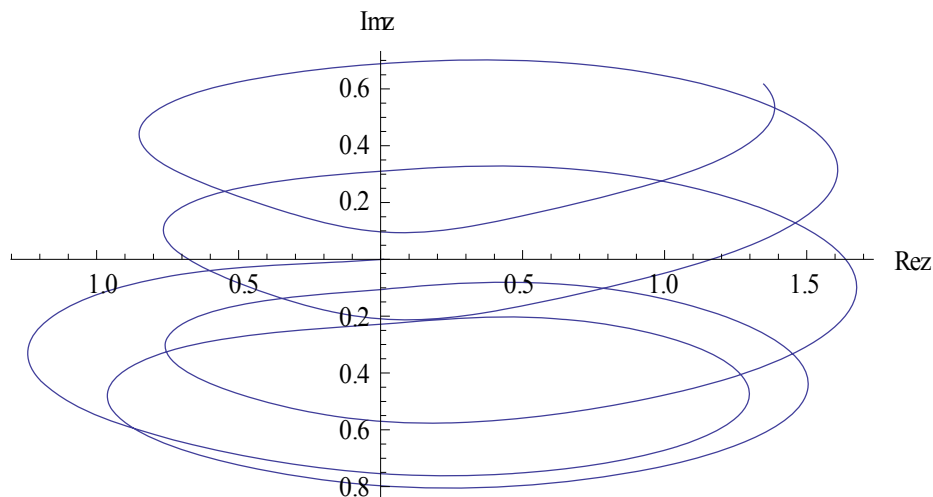


Рис. 5. Траектория движения на комплексной плоскости ($z = x + iy$, $I_1 = 3$, $I_2 = 15$, $I_3 = 3$, $j = 5$), $\gamma = 1$, $B = 1$, $\omega = 0.5$

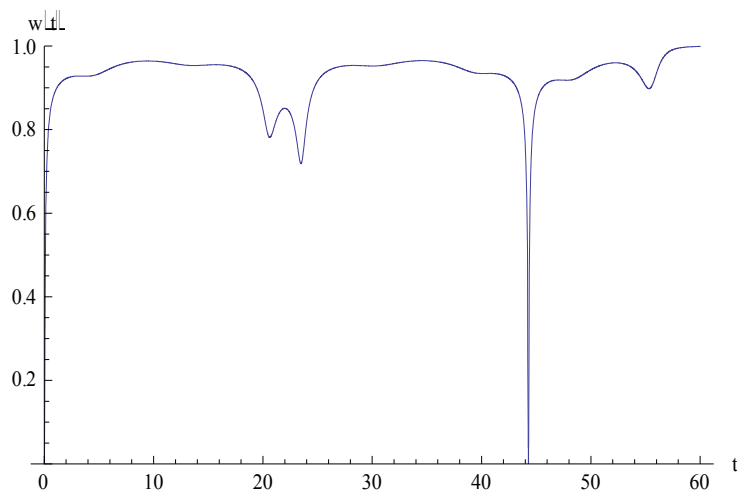


Рис. 6. Вероятность нахождения системы на верхнем уровне (параметры те же, что и на рис.5)

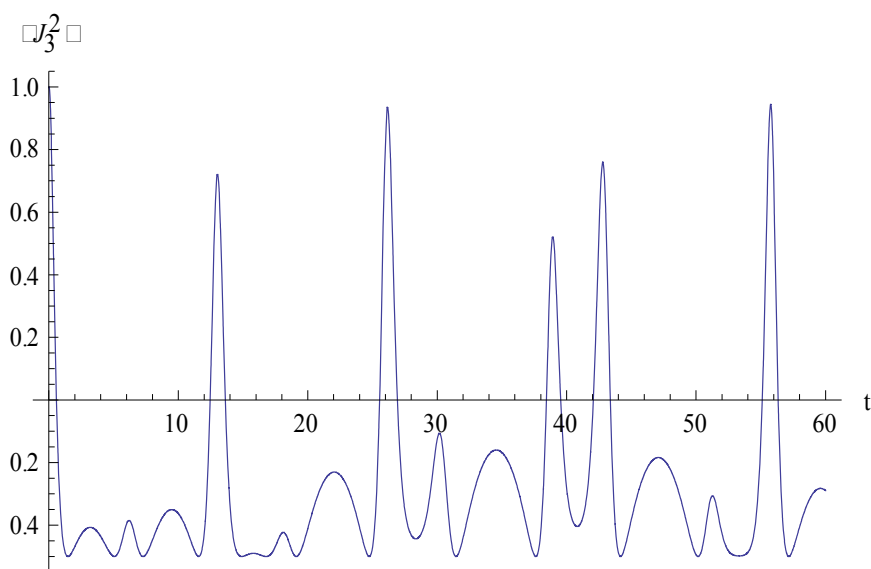


Рис. 7. Временная зависимость $\langle J_3 \rangle^2$ (параметры те же, что и на рис. 5)

В работе проведено теоретическое исследование динамики молекул во внешних полях. Подводя итоги можно сделать следующие выводы:

1. Воздействуя на систему внешним зависящим от времени магнитным полем можно осуществить управление квантовым состоянием волчка. Однако для решения вопроса о выборе наиболее эффективного управления требуется дополнительное исследование.
2. Были рассчитаны вращательные переходы в магнитном поле без изменения квантового числа J . Учет переходов с изменением J в рамках раз-

вимаемого подхода требует построения когерентных состояний для представления дискретной серии группы Лоренца, что является самостоятельной задачей.

3. Для сопоставления рассчитанной динамики с поведением реальных молекул во внешних полях необходимо также учитывать колебательно-вращательное взаимодействие.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. John M. Brown. Rotational spectroscopy of diatomic molecules- Cambridge University Press, 2003.
2. Seidelmann P.K., McCarthy D.D.-Time From Earth Rotation to Atomic Physics-Wiley, 2009.
3. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. Изд. 2-е- М: Эдиториал УРСС, 2001.
4. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения М. Наука, 1977.
5. Горохов А.В. Методы теории групп в задачах квантовой физики Ч. 2. Куйбышев: Изд. КуГУ, 1979.
6. Горохов А.В. Алгебры Ли в квантовой оптике и молекулярной спектроскопии // Известия РАН. Серия физическая, 2011, Т. 75. № 2, С. 168-174.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРАДИЕНТНОГО ДЕФЛЕКТОРА НА ОСНОВЕ Z-СРЕЗОВ ОДНООСНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Е. Пантелей, В.Д. Паранин, О.Г. Бабаев

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34, корпус 3-а, комн. 517)
e-mail: pantil.k@bk.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе представлена конструкция градиентного оптического дефлектора, особенностью которой является использование линейного распределения электрического поля. В рамках линейного электрооптического эффекта развивается математическая модель дефлектора, приводятся расчеты координатного смещения светового пучка. Сделаны выводы практического характера относительно повышения углов отклонения дефлектора.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрооптические дефлекторы (ЭД) – элементы, обеспечивающие непрерывное или дискретное отклонение светового пучка. Дополнительно ЭД выполняют функции оптических модуляторов и коммутаторов, применяются в устройствах лазерной локации, системах литографии. К настоящему времени разработаны ЭД различных типов: поляризационные, дифракционные, интерференционные [1], градиентные и др. Основные усилия разработчиков направлены на снижение управляющих электрических напряжений и мощностей, увеличение предельных углов отклонения светового пучка [2]. В настоящей работе предлагается конструкция и математическое описание электрооптического дефлектора градиентного типа.

Особенностью рассматриваемого дефлектора является использование тонкой протяженной пластины электрооптического кристалла в сочетании с планарными или прижимными электродами, нанесенными на верхнюю и нижнюю стороны, формирующими линейное распределение управляюще-

го электрического поля. Использование тонкой протяженной пластины позволяет увеличить оптический путь в области наведенной оптической анизотропии и существенно снизить управляющие напряжения.

2. КОНСТРУКЦИЯ ДЕФЛЕКТОРА

Конструкция предлагаемого дефлектора проходящего и отражающего типов приведена на рисунке 1. Устройство работает следующим образом. Параллельный световой пучок источника излучения 6 вводится в электрооптический кристалл 2, торцы которого полированы. Кристалл закреплен на подложке 1, выполненной из проводящего материала. На поверхность кристалла нанесены управляющие электроды 3, между которыми сформировано однородное высокоомное покрытие 4. Электроды и покрытие изолированы от окружающей среды защитным покрытием 5. При подаче различных потенциалов U_1 , U_2 , U_3 на управляющие электроды и проводящую подложку в кристалле формируется постоянный градиент напряженности поперечного электрического поля E_z вдоль оси координат x . Данное поле обуславливает линейное изменение показателя преломления в направлении перпендикулярном направлению распространения светового пучка, что вызывает его отклонение.

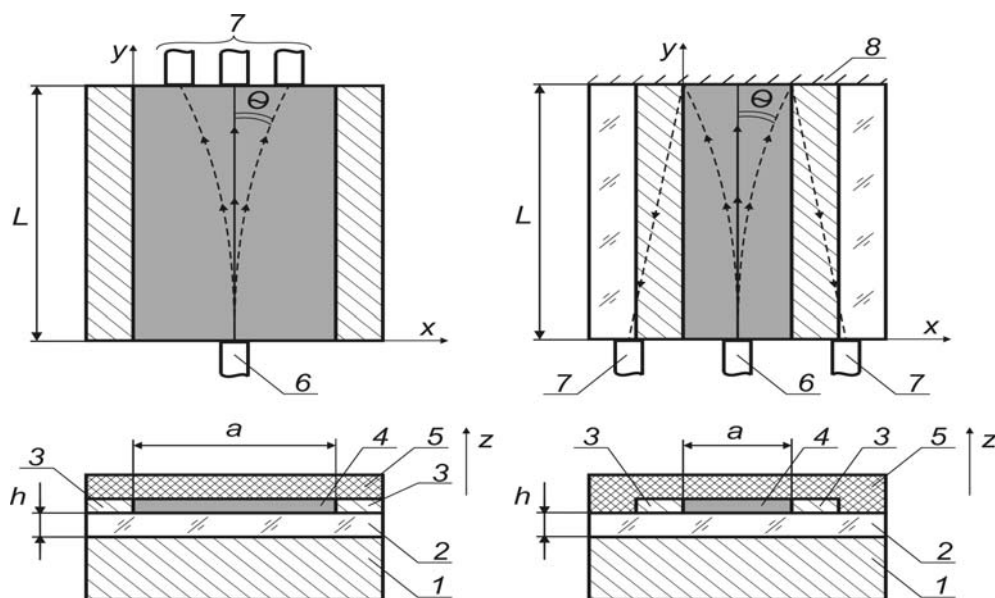


Рис. 1. Конструкция электрооптического дефлектора, где 1 - проводящая подложка, 2 - электрооптический кристалл, 3 - электроды, 4 - высокоомное покрытие, 5 - защитное покрытие, 6 - источник излучения, 7 - приемник излучения, 8 - зеркальное покрытие

Направление и величина отклонения луча, поданного на вход дефлектора, зависит от распределения управляющих потенциалов U_1 , U_2 на соответствующих электродах. При отсутствии напряжений на электродах, луч света распространяется прямолинейно.

Конструкция проходящего дефлектора отличается от отражающего тем, что все приемники излучения 7 расположены на противоположной относительно излучателя стороне дефлектора. В отражающем дефлекторе [3] используется зеркальное покрытие 8, поэтому на противоположной стороне кристалла расположен только один приемник излучения. Конструкция такого типа позволяет увеличить в два раза координатное смещение луча при тех же значениях напряжений, т.е. обладает в два раза большей чувствительностью к управляющему напряжению.

2.1. Математическая модель дефлектора

Уравнение среды с линейным градиентом, при начальных условиях $y=0$, $x(y)=x_0$:

$$n \frac{d^2 x}{dy^2} + \frac{dn}{dx} \left[1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 \right] = 0 \quad (1)$$

Формула, описывающая распределение электрического напряжения между проводящей подложкой и верхней стороной кристалла, имеет вид:

$$U(x) = (U_1 - U_3) - (U_1 - U_2) \frac{x}{a}, \quad (2)$$

где U_1 – напряжение на левом верхнем электроде; U_2 – напряжение на правом верхнем электроде; U_3 – напряжение на проводящей подложке.

Полагая $U_1=U_3=0$ и совмещая правый край левого верхнего электрода с началом координат оси x , получим выражения для распределения потенциала $U(x)$ и напряженности электрического поля $E_z(x)$:

$$U(x) = \frac{U_2 x}{a}, \quad (3)$$

$$E_z(x) = \frac{U_2 x}{ah}, \quad (4)$$

где a – ширина межэлектродного пространства, м; h – толщина электрооптического кристалла, м.

Проведенный анализ свойств электрооптических кристаллов показал, что эффективное отклонение с использованием поля $E_z(x)$ реализуется в

орторомбическом классе кристаллов 2mm, тригональном 3, 3m, тетрагональном классе 4, 4mm, гексагональном 6, 6mm. При этом предпочтительнее использовать z-поляризацию световой волны, поскольку ее электрооптический коэффициент r_{33} превосходит коэффициенты r_{13} , r_{23} для волн x- и y-поляризаций [4]. Показатель преломления z-поляризованной волны для x-срезов указанных кристаллов равен:

$$n_z(x) = \frac{n_e}{\sqrt{1 + r_{33}n_e^2 E_z(x)}} \approx n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_z(x), \quad (5)$$

т.к. выполняется условие:

$$r_{33}E_z(x) \ll 1,$$

где n_e – необыкновенный показатель преломления; r_{33} – электрооптический коэффициент.

Запишем уравнение (1), полагая $n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_z(x) \approx n_e$:

$$n_e \frac{d^2 x}{dy^2} - \frac{n_e^3 r_{33} U_2}{2ah} \left[1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 \right] = 0. \quad (6)$$

Общее решение данного уравнения:

$$x(y) = -\frac{2ah}{n_e^2 r_{33} U_2} \ln \left[C_1 \sin \left(\frac{n_e^2 r_{33} U_2 y}{2ah} \right) - C_2 \cos \left(\frac{n_e^2 r_{33} U_2 y}{2ah} \right) \right], \quad (7)$$

Из начальных условий имеем $C_1=0$, $C_2 = -\exp \left(-\frac{x_0 n_e^2 r_{33} U_2}{2ah} \right)$, тогда

окончательное решение примет вид:

$$x(y) = -\frac{2ah}{n_e^2 r_{33} U_2} \ln \left[\exp \left(-\frac{x_0 n_e^2 r_{33} U_2}{2ah} \right) \cos \left(\frac{n_e^2 r_{33} U_2 y}{2ah} \right) \right]. \quad (8)$$

Величина данного градиента в межэлектродном промежутке a является постоянной. Наличие градиента электрического поля обуславливает возникновение постоянного градиента показателя преломления в нем. Таким образом, осуществляется отклонение светового пучка и его направление в один из приемников излучения. Следует отметить, что конструкция дефлектора может работать в отраженном свете, что повышает координатное смещение светового пучка. Это достигается нанесением зеркального покрытия на один из полированных торцов электрооптического кристалла.

2.2 Результаты моделирования параметров дефлектора

Для проведения моделирования были выбраны следующие конструктивные параметры: электрооптический кристаллы ниобата лития LiNbO_3 , $\text{Ba}_{0,61}\text{Sr}_{0,39}\text{Nb}_2\text{O}_6$, BaTiO_3 [5, 6] длиной 1 см, толщиной $h=50$ мкм, величины управляющих потенциалов – до 100 В, зазор a между верхними электродами – 0,3 мм.

На рисунке 2 приведена зависимость координатного смещения оптического луча от длины кристалла для тех же материалов.

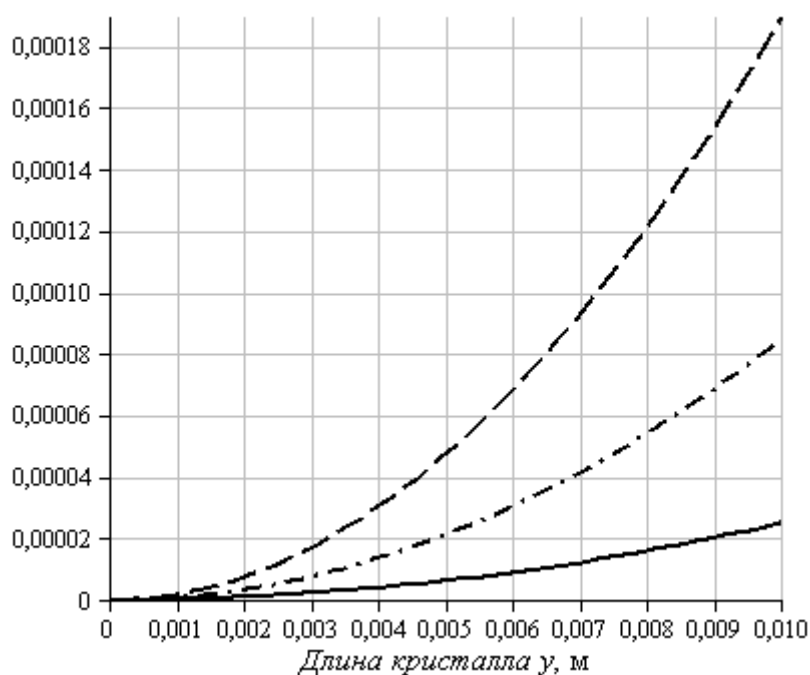


Рис. 2. Зависимость координатного смещения луча x , м от длины кристалла y при $U_1=U_3=0\text{В}$, $U_2=100\text{В}$: сплошная линия – ниобат лития, штрихпунктирная линия – титанат бария, штриховая линия – ниобат бария-стронция ($x=0,61$)

Из расчетных данных рисунка 2 следует, что для производимых электрооптических кристаллов координатное смещение луча составляет десятки микрометров при умеренных напряжениях. Дальнейшее снижение управляющего напряжения достигается уменьшением межэлектродного зазора и толщины кристалла, удлинением кристалла. Все это позволяет получить компактные электрооптические модуляторы и коммутаторы градиентного типа с волоконно-оптическим вводом-выводом.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов моделирования следует, что при управляющих напряжениях до 100 В и длине электрооптического кристалла 1 см координатное смещение в ниобате лития составляет десятки микрометров. Данное смещение достаточно для создания градиентных модуляторов и коммутаторов с волоконно-оптическим вводом-выводом. Для увеличения смещения следует уменьшать толщину электрооптического материала, уменьшать межэлектродный зазор, применять более эффективные электрооптические среды. При этом необходимо обеспечить прецизионное сошлифовывание электрооптических пластин. В этой связи привлекательны, например, электрооптические полимеры, наносимые жидкостным распылением или центрифугированием в виде слоев толщиной в единицы - десятки микрометров, обладающие большими электрооптическими коэффициентами в десятки – сотни пм/В, хорошей пробивной прочностью в единицы – десятки В/мкм. Для создания опытных образцов необходимо также решить задачу коллимации излучения на выходе оптического волокна

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент 4,930,853 США МПК⁵ G02B 6/10, Electrooptic deflector / Grego G.; заявитель и патентообладатель - Centro Studi E Laboratori Telecomunicazioni S.P.A.; заявл. 05.06.1990 г. опубл. 24.07.1989 г.
2. Патент 6,449,084 В1 США МПК⁷ G02F 1/29, Optical deflector /Yanping G.; заявитель и патентообладатель - Yanping G.; заявл. 09.05.2000 г. опубл. 10.09.2002 г.
3. Конойко А.И., Федоринчик М.П. Физические основы построения устройств оптической обработки сигналов. Мн.: БГУИР, 2007, 72 с.
4. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.:Мир,1987,616 с.
5. Сонин А.С., Василевская А.С. Электрооптические кристаллы. М.: Атомиздат, 1971, 327 с.
6. Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением, М.: Наука, 1982, 400 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ДВУМЕРНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ КАРТИН ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

А.В. Пахомов, А.А. Кренц

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

pahomov_91@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены картины оптического поля, формирующиеся в поперечном сечении световой волны, распространяющейся в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты генерации, с помощью системы уравнений Максвелла-Блоха. Исследована устойчивость тривиального решения системы и решения в виде бегущей волны по отношению к бесконечно малым возмущениям, имеющим пространственную и временную составляющие. Численно построены диаграммы устойчивости для значений параметров, соответствующих различным классам лазеров, и выполнена их проверка путём численного моделирования.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики лазерного излучения, обусловленной взаимодействием поперечных мод, в последние годы становится актуальным в связи с возможностью формирования сложных поперечных структур. Широкоапертурные лазерные системы примечательны тем, что именно в них наблюдается ряд нетривиальных распределений интенсивности в поперечном сечении выходящего пучка, таких как оптические вихри и турбулентность [1]. При увеличении апертуры в динамику вовлекаются моды всё более высоких порядков, нелинейное взаимодействие которых приводит к

сложной пространственно-временной динамике и образованию в сечении пучка диссипативных структур.

Исследование динамики оптического поля широкоапертурных лазеров важно как с фундаментальной точки зрения (примеры самоорганизации неравновесных систем), так и с практической, так как открывает перспективы использования получаемых структур в области оптической обработки информации, управления характеристиками лазерного излучения, оптической манипуляции микро- и наночастиц.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Объектом исследования в данной работе является модель широкоапертурного лазера с отстройкой частоты генерации. Пусть резонатор имеет характерный поперечный размер $L_{\perp}$ и продольный размер $L_{\parallel}$. Тогда число Френеля определяется так: $Fr = \frac{L_{\perp}^2}{\lambda L_{\parallel}}$. Параметр, характеризующий

продольный размер резонатора – это отношение ширины линии усиления активной среды $\Delta\omega_{medium} = 2\gamma_{\perp}$ к расстоянию между продольными модами

$$\Delta\omega_{cav} = \frac{c}{2L_{\parallel}} : \quad \Gamma = \frac{\Delta\omega_{medium}}{\Delta\omega_{cav}}.$$

В случае $Fr \gg 1$, $\Gamma < 1$ получаем лазер, работающий на одной продольной моде и на большом количестве поперечных мод (широкоапертурный лазер). Определяющим фактором в формировании оптических структур в этом случае будет нелинейность активной среды.

В качестве математической модели широкоапертурного лазера будем использовать полуклассическую систему уравнений Максвелла-Блоха:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial t} = ia\Delta_{\perp}E + \sigma(P - E), \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -(1 + i\delta)P + DE, \\ \frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}(E^*P + EP^*) \right], \end{cases} \quad (1)$$

где E, P, D - безразмерные огибающие электрического поля, поляризации и инверсии населённости соответственно; $\gamma = \gamma_{II} / \gamma_{\perp}$ и $\sigma = k / \gamma_{\perp}$, где $\gamma_{\perp}$, γ_{II} и k - скорости релаксации поляризуемости, инверсии населённости и электрического поля соответственно; $\delta = (\omega_{21} - \omega) / \gamma_{\perp}$ - расстройка между цен-

тром линии усиления и частотой генерации, обезразмеренная на ширину линии; $a = c^2 / (2\omega\gamma_\perp d^2)$ - дифракционный параметр, где d - ширина апертуры; r - накачка, нормированная на пороговое значение [2].

В данной работе рассмотрены основные характерные решения, описываемые данной системой, и исследован вопрос об их устойчивости по отношению к малым возмущениям.

3. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ

3.1. Основные типы решений

Рассмотрим основные типы решений, реализуемых в рамках модели Максвелла-Блоха для широкоапертурного лазера.

Система (1) имеет тривиальное решение: $E = 0$, $P = 0$, $D = r$; оно соответствует состоянию, в котором лазер не излучает.

Также система (1) имеет решение вида бегущей волны:

$$\begin{pmatrix} E \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{E} \\ \bar{P} \end{pmatrix} \cdot e^{i(k_0 x - \Omega t)}, \quad D = \bar{D}, \quad \Omega = \frac{\delta\sigma + ak_0^2}{\sigma + 1},$$

$$\bar{P} = \frac{(\sigma + i(-\Omega + ak_0^2)) \cdot \bar{E}}{\sigma}, \quad \bar{D} = 1 + \left(\frac{\delta - ak_0^2}{\sigma + 1} \right)^2, \quad \bar{E} = (r - \bar{D})^{0.5}. \quad (2)$$

где k_0 выступает как свободный параметр, а ось Ox направлена вдоль направления распространения волны в плоскости сечения пучка.

В плоскости поперечного сечения лазерного пучка все направления распространения волны равнозначны, но решения в виде их суперпозиции существуют лишь при накачках, близких к порогу. При увеличении накачки растёт роль нелинейности, вследствие чего возможно формирование качественно новых режимов генерации. Проведём анализ влияния нелинейности для случаев взаимодействия двух и четырёх волн.

Сначала рассмотрим взаимодействие двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль одной прямой, которую примем за ось Ox . Соответственно ищем решение системы (1) в виде:

$$\begin{aligned} E(x, t) &= E_1 \cdot e^{i(kx - \omega t)} + E_2 \cdot e^{i(-kx - \omega t)}, \\ P(x, t) &= P_1 \cdot e^{i(kx - \omega t)} + P_2 \cdot e^{i(-kx - \omega t)}, \\ D(x, t) &= D_1 + D_2 \cdot e^{2ikx} + D_2^* \cdot e^{-2ikx}. \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя выражения (3) в систему (1) и пренебрегая высшими пространственными гармониками, получим систему ОДУ для комплексных амплитуд волн. Полученная система имеет нетривиальную особую точку, которая соответствует решению в виде стоячей волны:

$$|E_1| = |E_2| = \sqrt{\frac{r-1}{3}}; \quad \omega = \delta; \quad k = \sqrt{\frac{\delta}{a}}. \quad (4)$$

Теперь аналогично рассмотрим взаимодействие четырёх волн, распространяющихся в попарно противоположных направлениях вдоль двух осей Ox и Oy , наклонённых под произвольным углом друг к другу. Соответственно ищем решение системы (1) в виде:

$$\begin{aligned} E(x, y, t) &= E_1 \cdot e^{i(kx - \omega t)} + E_2 \cdot e^{i(-kx - \omega t)} + E_3 \cdot e^{i(ky - \omega t)} + E_4 \cdot e^{i(-ky - \omega t)}, \\ P(x, y, t) &= P_1 \cdot e^{i(kx - \omega t)} + P_2 \cdot e^{i(-kx - \omega t)} + P_3 \cdot e^{i(ky - \omega t)} + P_4 \cdot e^{i(-ky - \omega t)}, \\ D(x, y, t) &= D_1 + D_2 \cdot e^{2ikx} + D_2^* \cdot e^{-2ikx} + D_3 \cdot e^{2iky} + D_3^* \cdot e^{-2iky} + \\ &+ D_4 \cdot e^{ik(x+y)} + D_4^* \cdot e^{-ik(x+y)} + D_5 \cdot e^{ik(x-y)} + D_5^* \cdot e^{-ik(x-y)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя выражения (5) в систему (1) и пренебрегая высшими пространственными гармониками, получим систему ОДУ для комплексных амплитуд волн. Помимо полученных ранее решений, эта система имеет ещё 2 особые точки. Первая из них соответствует решению в виде стоячей волны:

$$\begin{aligned} |E_1| = |E_2| = |E_3| = |E_4| &= \frac{\sqrt{r-1}}{3}; \quad \omega = \delta; \quad k = \sqrt{\frac{\delta}{a}}; \\ \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4 &= 2\pi n, \quad n \in N, \quad \varphi_j = \arg(E_j). \end{aligned} \quad (6)$$

Вторая особая точка соответствует решению в виде стационарной ромбической решётки оптических вихрей:

$$\begin{aligned} |E_1| = |E_2| = |E_3| = |E_4| &= \sqrt{\frac{r-1}{5}}; \quad \omega = \delta; \quad k = \sqrt{\frac{\delta}{a}}; \\ \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4 &= \pi + 2\pi n, \quad n \in N, \quad \varphi_j = \arg(E_j). \end{aligned} \quad (7)$$

3.2. Исследование устойчивости решений

В данном разделе будет проведён линейный анализ устойчивости для простейших из найденных решений системы (1): тривиального решения и решения вида бегущей волны.

Сначала исследуем устойчивость тривиального решения системы. Для этого линеаризуем систему (1) вблизи тривиального положения равновесия

и получим характеристическое уравнение. Анализ расположения корней полученного характеристического уравнения на комплексной плоскости удобно провести методом D-разбиений, в результате чего получим, что решение устойчиво при условии:

$$r < 1 + \left(\frac{ak^2 - \delta}{1 + \sigma} \right)^2. \quad (8)$$

Исследуем теперь устойчивость решения вида бегущей волны. Для этого линеаризуем систему (1), полагая [3]:

$$\begin{pmatrix} E \\ P \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\bar{E} + e_1 \cdot e^{i\bar{q}\bar{r} + \lambda t} + e_2 \cdot e^{-i\bar{q}\bar{r} + \lambda^* t}) \cdot e^{i(\bar{k}\bar{r} - \Omega t)} \\ (\bar{P} + p_1 \cdot e^{i\bar{q}\bar{r} + \lambda t} + p_2 \cdot e^{-i\bar{q}\bar{r} + \lambda^* t}) \cdot e^{i(\bar{k}\bar{r} - \Omega t)} \\ \bar{D} + d \cdot e^{i\bar{q}\bar{r} + \lambda t} + d^* \cdot e^{-i\bar{q}\bar{r} + \lambda^* t} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где e_1, e_2, p_1, p_2, d — малые возмущения соответствующих величин.

Вид полученного характеристического уравнения зависит от взаимного направления векторов $\bar{q}$ и $\bar{k}$. Рассмотрим два основных случая: возмущения, распространяющиеся в направлении бегущей волны ($\bar{q} \parallel \bar{k}$), которые определяют одномерную неустойчивость, и возмущения, распространяющиеся под прямым углом к направлению распространения бегущей волны ($\bar{q} \perp \bar{k}$), которые определяют двумерную неустойчивость [4]. Бегущая волна в каждом из случаев будет устойчивой, если все характеристические значения будут иметь отрицательные действительные части при всех значениях q .

Определение знаков действительных частей характеристических значений производилось численно. Для этого была реализована компьютерная программа, которая строит диаграмму устойчивости бегущей волны, осуществляя перебор значений волнового числа возмущения. При этом два параметра системы — накачка r и волновое число k — выбираются свободными, а остальные параметры фиксируются.

В качестве примера возьмем параметры системы (1): $\gamma = 0.2$, $\sigma = 0.1$, $\delta = 1$, $a = 0.01$, что соответствует широкоапертурным лазерам класса В. На рис. 4-5 приведены полученные диаграммы устойчивости к одномерным и двумерным возмущениям соответственно для этого случая.

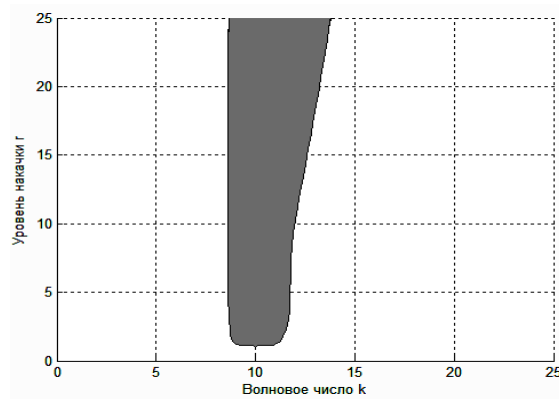


Рис. 1. Область устойчивости бегущей волны к одномерным возмущениям

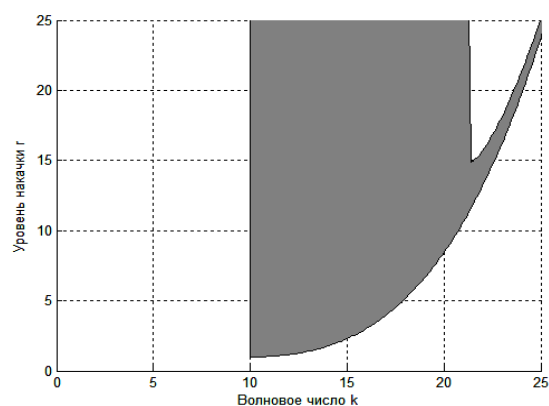


Рис. 2. Область устойчивости бегущей волны к двумерным возмущениям

Построенные диаграммы устойчивости позволяют определить значения параметров системы (1), при которых оптическое поле в поперечном сечении лазера может представлять собой бегущую волну.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для численного решения системы (1) использовался фурье-метод расщепления по физическим факторам (split-step Fourier method) [5]. Была реализована расчётная программа, которая моделирует оптическое поле в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты генерации.

Рассмотрим получающиеся картины оптического поля при параметрах системы уравнений (1): $\gamma = 0.2$, $\sigma = 0.1$, $\delta = 1$, $a = 0.01$, что соответствует широкоапертурным лазерам класса В. На рис. 3 приведено распределение фазы, отвечающее устойчивому решению вида бегущей волны.

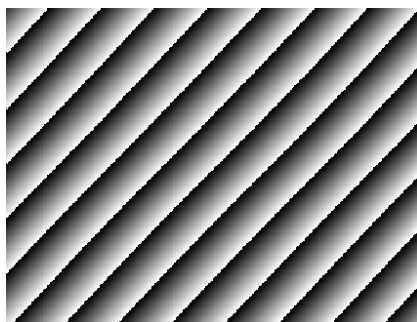


Рис. 3. Устойчивое решение вида бегущей волны; $k \approx 10.3$, $r = 2$

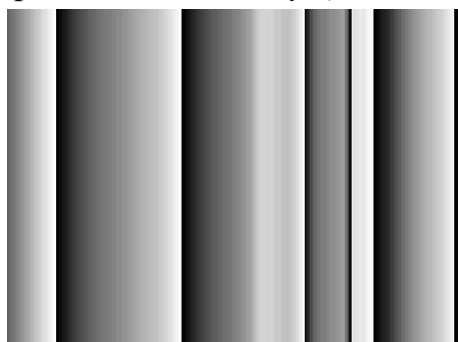


Рис. 4. Распад бегущей волны вследствие одномерной неустойчивости Экхауса; $k = 5$, $r = 2$

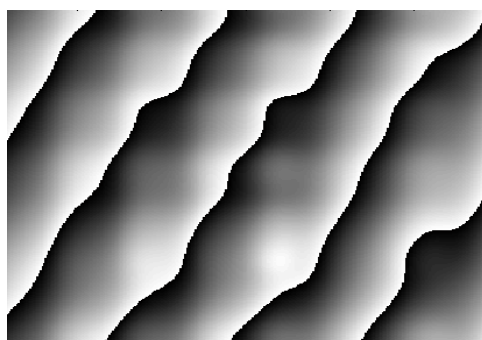


Рис. 5. Распад бегущей волны вследствие двумерной неустойчивости типа зигзаг; $k = 4.5$, $r = 2$

На рис. 4-5 приведены распределения фазы, показывающие развитие возмущений в случае неустойчивой бегущей волны. Здесь в качестве начальных условий использовалась бегущая волна с параметрами (2).

Таким образом, численное моделирование динамики широкоапертурного лазера подтверждает построенные диаграммы устойчивости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены основные типы решений для модели широкоапертурного лазера, описываемой системой уравнений Максвелла-Блоха. Ис-

следована устойчивость тривиального решения и решения в виде бегущей волны по отношению к малым возмущениям и построены диаграммы устойчивости решения в виде бегущей волны. Разработана программа для численного моделирования динамики широкоапертурного лазера и с её помощью проведена проверка построенных диаграмм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chen Y., Lan Y. *Spontaneous pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile* // Appl. Phys. B. 2002. Vol. 75. P. 453-456.
2. Ханин Я. Основы динамики лазеров. М.: Наука. Физматлит, 1996. 368 с.
3. Jacobsen P.K., Moloney J.V., Newell A.C. *Space-time dynamics of wide-gain-section lasers* // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. №11. P. 8129-8137.
4. Oscar G.C., Eduardo C., Guerra J.M. *Local-field effects in pattern formation in large-aspect-ratio lasers* // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 67. 043812.
5. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РАСЧЕТ СПЕКТРА ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДВУХАТОМНОЙ МОЛЕКУЛЫ В МЕТОДЕ LIF-СПЕКТРОСКОПИИ ПЛАМЕНИ

Н.А. Рычков, А.А. Диденко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: n.rychkov@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе рассматриваются теоретические основы метода лазерно-индуцированной флуоресценции, а именно составление математической модели процесса и расчет спектра флуоресценции двухатомной молекулы. В среде MathCad разработана программа расчета энергетических уровней для молекулы ОН, статистической суммы по энергетическим состояниям молекулы и коэффициентов Эйнштейна, определяющих вероятности оптических переходов в молекуле. На примере водорода построены волновые функции и вычислены факторы Франка-Кондона.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проектирование авиационного газотурбинного двигателя является сложным многостадийным процессом. Одним из элементов данной работы является расчет камеры сгорания. Основой здесь является физика горения. Важной задачей исследования этих процессов является измерение температуры газа и концентрации химических компонентов в турбулентных высокотемпературных потоках и пламени, а также наблюдение мгновенной пространственной структуры пламени. Для этих целей возможно применение лазерно-оптических измерительных методов CARS, LIF, LDA. Они относятся к бесконтактным методам, которые имеют существенные преимущества по сравнению с методами отбора проб и применением датчиков, т.е. измерения производятся в невозмущенном потоке, что дает достоверные значения параметров пламени. Ранее в СГАУ уже велась работа в этом направлении. В частности Диденко А.А. и Мишенковым С.Ю.

(СГАУ) рассчитан колебательно-вращательный CARS-спектр молекулы водорода, который хорошо согласуется с экспериментально полученным в DLR (Германском аэрокосмическом агентстве). Результаты данной работы и информация о текущей работе приведены в [1].

В данной работе рассматривается метод лазерно-индуцированной флуоресценции, который позволяет проводить измерения в малом объеме и имеет высокую чувствительность. Стоит отметить, что данный метод в достаточной мере освоен лишь зарубежными исследователями. Задачами работы являются следующие: разобраться в физике процесса, построить математическую модель взаимодействия излучения с исследуемым веществом, получить ЛИФ-спектр для дальнейшего определения по нему температуры пламени и концентрации необходимого компонента.

2. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Оптический спектр состоит из набора линий, соответствующих частотам, на которых излучает вещество. Упрощенно значение интенсивности отдельной линии при переходе молекулы из верхнего энергетического состояния k в нижнее состояние m можно записать следующим образом [2]:

$$I_{km} = N_k \times A_{km} \times E_{km} \quad (1)$$

где N_k – число частиц на верхнем уровне; A_{km} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода с верхнего уровня на нижний; E_{km} – энергия излученного в данном переходе фотона. Набор данных линий дает искомый спектр. Рассмотрим каждую составляющую более детально.

3. РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛЫ

В данной работе строилась энергетическая модель двухатомной молекулы ОН как основного индикатора положения фронта пламени. В программном пакете MathCad рассчитаны уровни электронно-колебательно-вращательной энергии молекулы ОН по следующей формуле:

$$E_n = T_e + \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots + B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2, \quad (2)$$

где T_e – значение энергии соответствующего электронного уровня; ω_e , $\omega_e x_e$, B_v , D_v – молекулярные константы, приведенные в [3]; v , J – колебательное и вращательное квантовые числа соответственно.

Расчет осуществлялся в диапазонах от 0 до 5 для обоих квантовых чисел для электронных уровней перехода $A^2\Sigma - X^2\Pi$. Энергия фотона, выраженная в волновых числах, при переходах между энергетическими уровнями дается разностью значений энергий этих уровней, выраженных также в волновых числах.

4. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СОСТОЯНИЯМ

Распределение частиц по энергетическим состояниям происходит в соответствии со статистикой Больцмана, т.е. зависит от температуры, которая принималась в расчете $T=2500\text{ К}$, что соответствует реальной температуре потока газа на выходе из камеры сгорания. При проведении расчета относительно основного энергетического уровня формула для распределения имеет вид [3]:

$$\frac{N_k}{N_0} = \frac{g_k}{Q_{\text{внутр}}} \exp\left[-\frac{\Delta E_{k0}}{kT}\right] \quad (3)$$

где N_k и N_0 – число частиц соответственно на возбужденном и основном энергетических уровнях; g_k – фактор вырожденности верхнего уровня; $Q_{\text{внутр}}$ – статистическая сумма по внутренним состояниям молекулы; ΔE_{k0} – разность энергий рассматриваемых уровней; k – постоянная Больцмана; T – температура. Основную вычислительную нагрузку здесь несет статистическая сумма, методика расчета которой приведена в [3], вычисление фактора вырожденности уровня – в [4]. Отметим, что с помощью статистической суммы вычисляется такой термодинамический параметр, как энергия Гиббса. Отклонение вычисленных значений от приведенных в [3] составляет -0,2%.

Общее число молекул ОН, участвующих в процессе флуоресценции, при заданных макроскопических параметрах (атмосферное давление, температура 2500 К) подсчитывается через измерительный объем (область перетяжки лазерного пучка) и концентрацию компонента, полученную из расчета равновесного состава продуктов сгорания в ГТД ($C_{\text{ОН}}=0,02029624203\text{ м}^{-3}$).

Из всего набора переходов исключаются запрещенные, а именно по вращательному квантовому числу действует правило $\Delta J=0,\pm 1$, что соответствует Р-, Q- и R-ветви.

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЙНШТЕЙНА

Данные коэффициенты определяют вероятности оптических переходов между энергетическими уровнями. Коэффициент для спонтанного перехода рассчитывается по формуле [5]:

$$A_{km} = \frac{8\pi\omega^3}{3hc^3} |d_{km}|^2, \quad (4)$$

где ω – частота перехода в с^{-1} , h – постоянная Планка, c – скорость света; $|d_{km}|^2$ – матричный элемент z-компоненты дипольного оператора, который упрощенно можно представить как фактор Франка-Кондона (ФФК) q_{km} . Данные факторы определяют распределение интенсивности в колебательных полосах спектра. ФФК можно представить как интеграл перекрытия волновых функций данных состояний:

$$q_{km} = \left| \int \psi_k(r) \psi_m(r) dr \right|^2. \quad (5)$$

Построение волновых функций и вычисление интегралов перекрытий отрабатывалось на примере атома водорода. Производилось сравнение с функциями из [6]. Отмечено хорошее их совпадение. Пример построения показан на рис.1. В расчете коэффициентов Эйнштейна для молекулы ОН принимались готовые значения факторов Франка-Кондона из [7].

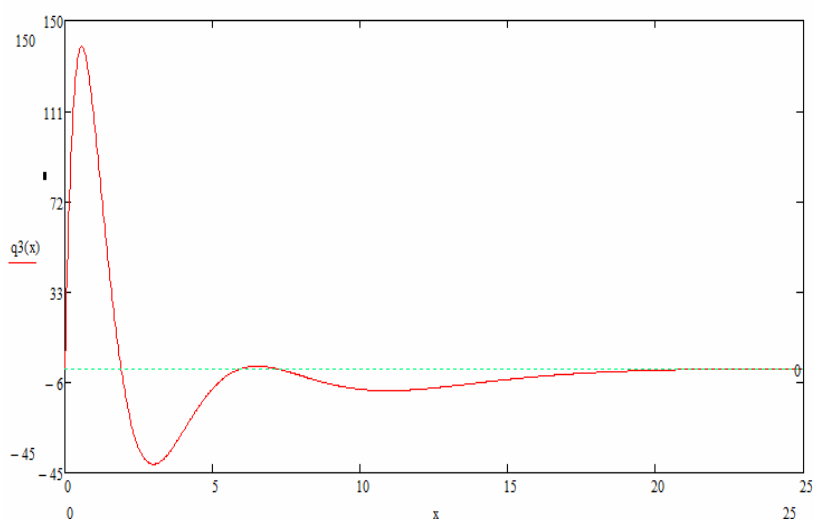


Рис. 1. График перекрытия волновых функций с квантовыми числами $(3,1,0)$ и $(3,0,0)$

6. РАСЧЕТ УШИРЕНИЯ ЛИНИЙ

После получения значений интенсивностей линий вычислялось уширение для каждой линии. Вследствие того, что практические измерения проводятся при высоких температурах, молекулы движутся быстро, и, следовательно, преобладает доплеровское уширение, с контуром, описываемым по формуле:

$$\delta\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{8kT\ln 2}{\mu c^2}}, \quad (6)$$

где μ – молярная масса вещества; ω_0 – координата центра линии.

7. ПОЛУЧЕНИЕ РАСЧЕТНОГО СПЕКТРА

Обработка построения волновых функций и спектра вначале производилась на молекуле водорода без учета распределения молекул по энергетическим уровням, без учета факторов вырождения уровней. Спектр строился для перехода внутри одного электронного состояния (ик-спектр). Результат можно наблюдать на рис.2.

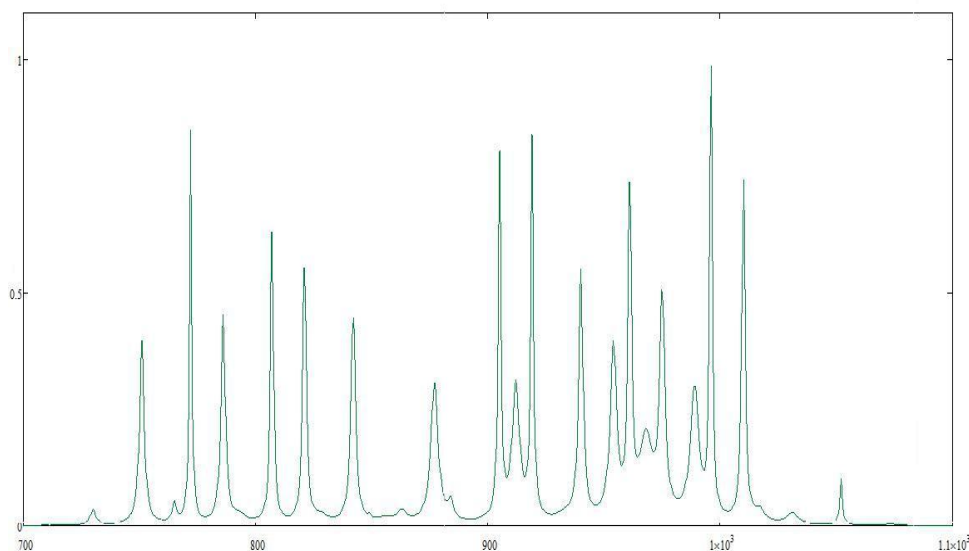


Рис. 2. Спектр излучения молекулы водорода. Переход $G^1\Sigma^+ - B^1\Sigma^+$. По оси абсцисс – частота в см^{-1} , по оси ординат – интенсивность в относительных единицах

Далее, учитывая все факторы и принимая во внимание точные значения ФФК, на заключительной стадии находится построение спектра для молекулы ОН.

8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ПО СПЕКТРУ

Переводя лежащие вблизи друг от друга пики спектра ЛИФ в логарифмические координаты, по наклону получившейся прямой можно определить температуру пламени. Итоговая формула расчета температуры:

$$T = \frac{\Delta E_{ij}}{2k}, \quad (7)$$

где ΔE_{ij} – разность значений энергий близлежащих линий спектра; k – постоянная Больцмана.

Интенсивности линий спектра будут пропорциональны концентрации исследуемого компонента. Точная модель вычисления концентрации пока не построена.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отработано построение спектра на примере молекулы водорода и произведено моделирование спектра флуоресценции ОН с учетом всех условий. Разрабатываемая математическая модель будет использоваться в НОЦ газодинамических исследований СГАУ для расшифровки измеренных ЛИФ-спектров при диагностике пламени в камерах сгорания тепловых двигателей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.А. *Отработка технологий лазерно-оптической диагностики процессов смесеобразования и горения. Сборник трудов международного научно-технического форума, посвященного 100-летию ОАО «Кузнецов» и 70-летию СГАУ в 3 томах, том 1: Материалы круглых столов/А.А. Диденко, С.Ю. Мишенков, В.В. Рогалев, Н.А. Рычков. – Самара: изд-во Самар. Гос. Аэрокосм. ун-та, 2012. – С. 310-311.*

2. Демтредер В. Лазерная спектроскопия: основные принципы и техника эксперимента: Пер. с англ./ Под. ред. И.И. Собельмана. – М.: Наука, 1985. – 608 с.
3. Гурвич Л.В. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание, том 1, кн.1.: Вычисление термодинамических свойств/ Под ред. В.П. Глушко. – М.: Наука, 1978. – 496 с.
4. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. – М.: Физматлит, 2006. – 472 с.
5. Попов А.М. Лекции по атомной физике/А.М. Попов, О.В. Тихонова. – М.: Изд-во Моск. ун-та. – 2007. – 250 с.
6. Даниэльс Ф. Физическая химия/Ф. Даниэльс, Р.Олберти. – М.: Мир, 1978. – 645 с.
7. Кузьменко Н.Е. Факторы Франка-Кондона двухатомных молекул/Н.Е. Кузьменко, Л.А. Кузнецова, Ю.А. Кузяков. – М.: Изд-во Моск. ун-та. – 1984. – 344 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МИКРОЧАСТИЦ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ПИНЦЕТА

М.Н. Скрябина, Е.В. Любин, А.А. Федянин

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

(119991, г. Москва, Ленинские горы)

e-mail: skryabina@nanolab.phys.msu.ru

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию магнитных свойств композитных частиц диаметром 3 мкм из полистирола с вкраплением магнетита. Магнитное взаимодействие между двумя одиночными микрочастицами изменяет статистику их броуновского движения. Зависимости изменения статистических параметров броуновского движения частиц от параметров их магнитного взаимодействия (магнитные моменты частиц, силы их взаимодействия) были получены теоретически. Экспериментально методом корреляционного анализа, совмещенным с техникой оптического пинцета, были измерены статистические параметры броуновского движения частиц. По экспериментальным данным были получены зависимости сил взаимодействия магнитных частиц от величины приложенного магнитного поля. Данная методика позволяет измерить силы взаимодействия фемтоньютонного масштаба.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия активно изучаются магнитные жидкости – суспензии магнитных микрочастиц размером от десятков нанометров до сотен микрометров. Подобные магнитные жидкости имеют ряд практических приложений, в медицине [1], также в биологии, например, для измерения модуля кручения ДНК [2], и при создании различных магнитных приборов и носителей информации [3].

Однако силы взаимодействия между двумя единичными микрочастицами имеют порядок 100 фН, и детектирование таких слабых сил магнитного взаимодействия между микрочастицами затруднено в связи с наличием броуновского движения. Поэтому в работе для выявления этих сил предложено использовать метод корреляционного анализа совмещенный с

методом оптического пинцета [4,5]. В отсутствии магнитного поля этот метод применяется для выявления гидродинамического взаимодействия частиц в оптическом пинцете посредством среды, в которую они погружены [6]. Наличие дополнительного силового магнитного взаимодействия F_{magn} между частицами изменит вид корреляционной функции броуновских смещений частиц, так как изменит вероятности их смещения из положения равновесия при броуновском движении. Если сила магнитного взаимодействия проявляется в притяжении, то при смещении первой частицы из центра ловушки в сторону возрастания координаты x , вторая будет стремиться в сторону убывания x (см. рис. 1(а)). Это означает, что значения корреляционной функции должны уменьшиться. В случае отталкивания частиц при смещении первой частицы в сторону возрастания координаты x вторая будет стремиться в ту же сторону. Следовательно, значения корреляционной функции должны увеличиться (см. рис. 1(б)).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Рассмотрим, как наличие магнитного взаимодействия меняет статистику движения частиц в пинцете. Частицы из магнитного материала обладают откликом на внешнее магнитное поле, пусть α – магнитная поляризуемость частицы. Наведенный на одну частицу магнитный момент зависит от приложенного внешнего магнитного поля и от поля соседней частицы. Рассмотрим два случая расположения магнитного поля. Пусть ось Ox по-прежнему соединяет положения ловушек. Параллельной геометрией будем называть случай, когда магнитное поле параллельно оси ox , перпендикулярной, когда вектор магнитного поля перпендикулярен этой оси. Тогда силы, с магнитные которыми будут частицы действовать друг на друга

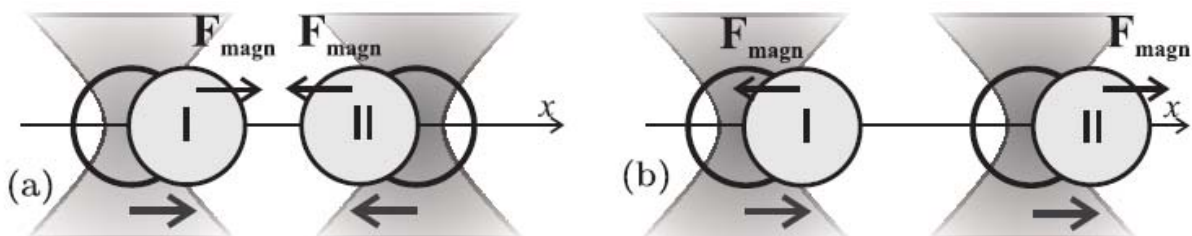


Рис. 1. Влияние магнитного взаимодействия на корреляции в броуновском движении частиц в оптических ловушках. F_{magn} - сила магнитного взаимодействия; (а) - действие силы притяжения, (б) - действие силы отталкивания

можно записать в виде (рассмотрение ограничивается дипольным приближением):

$$F_{parall} = \frac{6M_{parall}^2}{R^4}, \quad F_{perp} = \frac{6M_{perp}^2}{R^4}, \quad (1)$$

где M_{parall} и M_{perp} – магнитные моменты, наведенные на частицы для параллельной и перпендикулярной геометрии соответственно, R – расстояние между частицами. Выпишем зависимость этой сил от магнитной поляризуемости частицы и величины приложенного внешнего поля для частного случая параллельной геометрии (далее все теоретические формулы выписаны для параллельной геометрии, для сокращения изложения):

$$F_{magn} = F_{parall} = \frac{6\alpha^2 H^2 R^2}{(R^3 - 2\alpha)^2}. \quad (2)$$

Тогда уравнения движения для частиц примут вид:

$$m\ddot{x}_1 = -\gamma\dot{x}_1 - kx_1 + \gamma\varepsilon\dot{x}_2 + F_1(t) + F_{magn}, \quad (4)$$

$$m\ddot{x}_2 = -\gamma\dot{x}_2 - kx_2 + \gamma\varepsilon\dot{x}_1 + F_2(t) + F_{magn}, \quad (5)$$

где γ – коэффициент вязкого трения частицы, k – коэффициент жесткости

ловушки, $\varepsilon = \frac{3d}{4L}$ – коэффициент гидродинамического взаимодействия час-

тиц, а d – диаметр частицы, $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – случайные броуновские силы.

Из-за присутствия нелинейных магнитных сил взаимодействия, это решить это уравнение представляет трудность. Так как расстояние между частицами представимо в виде: $R = L + \Delta$ где L – расстояние между ловушками, а Δ – сумма броуновских смещений частиц, то авторами данной работы было предложено разложить магнитную силу в ряд по параметру отношения величины броуновского смещения к расстоянию между ловушками: $\frac{\Delta}{L}$. Этот параметр можно считать малым, так как в проведенных авто-

рами экспериментах расстояние между частицами имеет порядок нескольких микрон, а броуновские смещения имеют амплитуду около ста нанометров. Разложение имеет вид:

$$F_{magn} = F_{magn_{\frac{\Delta}{L}=0}} + \left(\frac{dF_{magn}}{d\left(\frac{\Delta}{L}\right)} \right)_{\frac{\Delta}{L}=0} \frac{\Delta}{L} \quad (6)$$

Также это разложение можно привести к виду:

$$F_{\text{magn}} = F_0 + bx_1 - bx_2 \quad (7)$$

где параметр b имеет вид:

$$b = \frac{24\alpha^2 H^2 (L^4 + \alpha L)}{(L^3 - 2\alpha)^3} \quad (8)$$

Используя это разложение можно решить уравнения движения частиц и получить выражение для нормализованной кросскорреляционной функции смещений частиц [7]:

$$g(\tau) = \frac{\langle x_1(t+\tau)x_2(t) \rangle}{\langle x_1^2 \rangle} = \frac{(k-b)e^{\frac{k\tau}{\gamma(1-\varepsilon)}} - ke^{\frac{(k-b)\tau}{\gamma(1+\varepsilon)}}}{2k-b} \quad (9)$$

Это выражение в дальнейшем используется для аппроксимации экспериментальных данных.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В установке реализуется двухлучевая модификация оптического пинцета совмещенная с системой приложения магнитного поля. Для формирования оптических ловушек используются два непрерывных инфракрасных лазера (1) с длиной волны излучения 980 нм.

Образец представляет собой суспензию исследуемых магнитных композитных микрочастиц диаметром 3 мкм, состоящих из полистирола с вкраплениями магнитита (производство компании “Kisker”).

Для приложения магнитного поля к области образца была изготовлена система из четырех электромагнитов (10).

Регистрация малых смещений захваченных в оптические ловушки микрочастиц осуществляется с помощью системы на основе четырехсекционных (квадрантных) фотодиодов (17).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные нормированные кросскорреляционные функции броуновского движения частиц, захваченных в оптические ловушки, во внешнем магнитном поле приведены на рис. 3. Наблюдается характерное уменьшение значений функции кросс-корреляции броуновских смещений с увеличением напряженности магнитного поля для параллельной геомет-

рии (то есть при наличии сил притяжения). Это означает, что движение частиц становится более антикоррелированным.

В случае перпендикулярной геометрии приложенного поля наблюдается увеличение нормированной кросскорреляционной функции, то есть движение частиц становится более коррелированным. Изменение функции

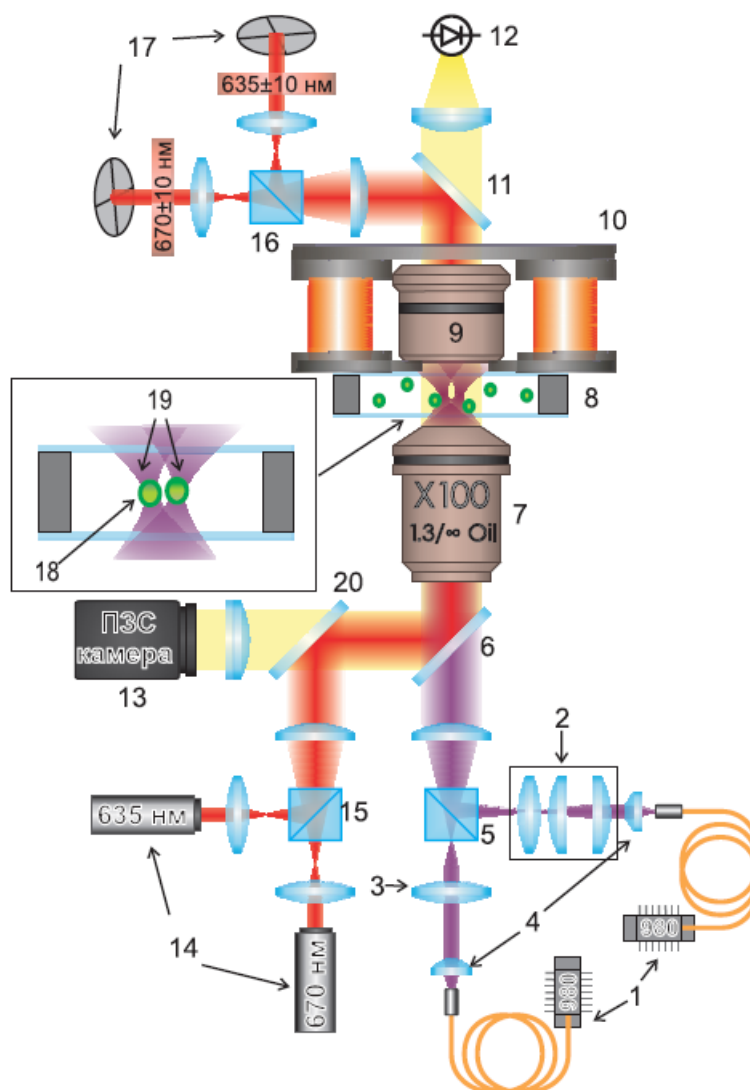


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 - диодные лазеры с волоконным выходом; 2 - система линз для смещения пучка лазера; 4 - сферические линзы, формирующие пучки лазеров; 5, 15, 16 - делительные поляризационные кубы; 6, 11, 12 - дихроичное зеркало; 7 - объектив; 8 - образец с исследуемой суспензией; 9 - конденсор; 10 - система электромагнитов; 12 - светодиод; 13 - ПЗС-камера; 14 - лазеры системы детектирования 635 и 670 нм; 17 - квадрантные фотодиоды; 18 - магнитные частицы; 19 - оптические ловушки

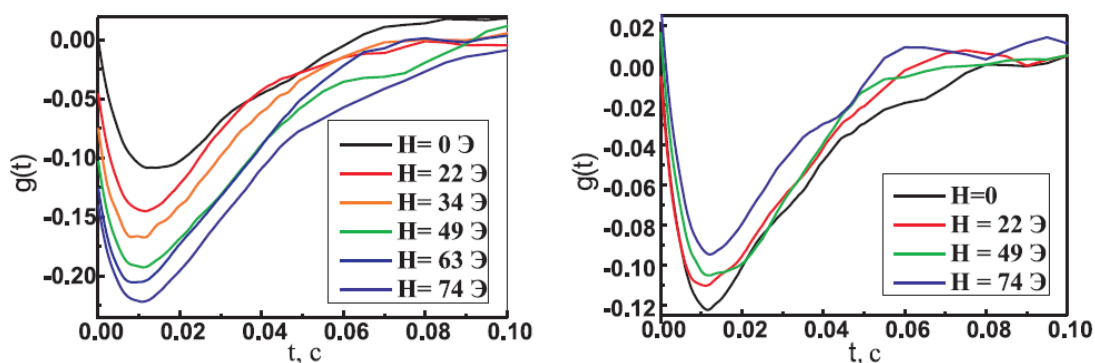


Рис. 3. Зависимости функций корреляции от времени для разных величин полей. Расстояние между частицами 6,7 мкм. Слева – случай параллельной геометрии поля, справа – случай перпендикулярной геометрии

нормированной кросскорреляции уменьшается со временем и монотонно увеличивается с ростом поля.

Максимальные изменения величины функции кросс-корреляции при величине поля 74 Э достигают $g \approx 0.15$. Результаты находятся в согласии с результатами теоретического анализа. Далее эти результаты были аппроксимированы выражением (9), и для каждого случая был найден параметр аппроксимации b . На рис. 4 слева точками изображены экспериментально измеренные нормированные корреляционные функции с наложенными линиями аппроксимации. С помощью выражения (8) и данных о расстоянии между ловушками и величине магнитного поля, находились восприимчивости частиц, затем их магнитные моменты и силы магнитного взаимодействия вычислялись по формулам (1) или (2). Таким образом, была получена зависимость магнитных сил взаимодействия между частицами от величины приложенного магнитного поля. Эта зависимость приведена на рис. 4 справа.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты:

1) Разработано теоретическое описание броуновского движения магнитных частиц в оптическом пинцете. Получены выражения для корреляционных функций броуновских смещений частиц из оптических ловушек для случая наличия магнитного взаимодействия между частицами.

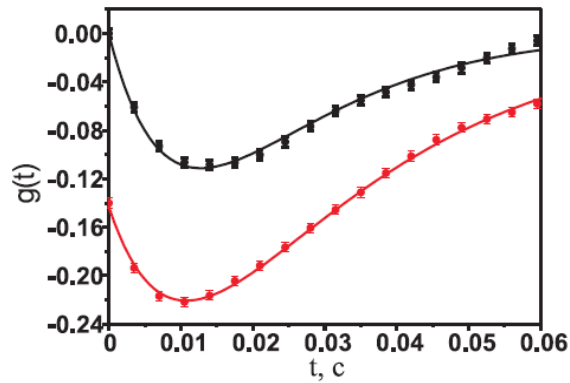


Рис. 4. Экспериментальные зависимости функций корреляции от времени для разных величин внешних магнитных полей: черные точки - $H=0$ Э, красные точки - $H=75$ Э, прямые линии - теоретическая аппроксимация. Расстояние между частицами 6,7 мкм

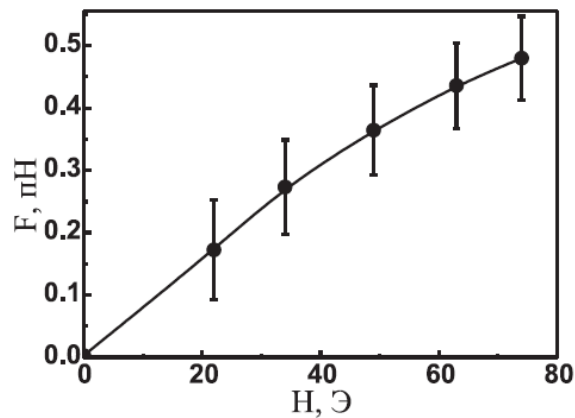


Рис. 5. Экспериментальная зависимость величины силы притяжения при параллельной конфигурации приложенного внешнего магнитного поля от напряженности поля.

2) Измерены корреляционные функции броуновского движения магнитных микрочастиц в магнитном поле амплитудой от 0 до 75 Э для двух геометрий приложения поля: когда вектор напряженности параллелен и перпендикулярен линии, соединяющей центры оптических ловушек. Обнаружено характерное уменьшение и увеличение функции кросс-корреляции, соответственно, для случая параллельной и перпендикулярной геометрии приложения магнитного поля.

3) Получена зависимость силы, действующей между частицами от величины приложенного магнитного поля. Величина силы магнитного взаимодействия увеличивается с ростом поля и имеет порядок нескольких сотен фН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. M. Laurent, S. Henon, E. Planus, R. Fodil, M. Balland. Assessment of mechanical properties of adherent living cells by bead micromanipulation: Comparison of magnetic twisting cytometry vs optical tweezers// Journal of Biomechanical Engineering 124, 2002, C. 408–422.
2. K. C Neuman, A. Nagy. Single-molecule force spectroscopy: optical tweezers, magnetic tweezers and atomic force microscopy, Nature Methods 5, 2008, C. 491–506.
3. R. Palm, V. Korenivski. A ferrofluid-based neural network: design of an analogue associative memory, New Journal of Physics 11, 2009, C. , 1–30.
4. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, S. Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles, Optics Letters 11, 1986, C. 288.
5. K. C. Neuman, S. M. Block. Optical trapping, Review of Scientific Instruments 75, 2004, C. 2787–2809.
6. J.-C. Meiners, Stephen R. Quake, Direct measurement of hydrodynamic cross correlations between two particles in an external potential, Physical Review Letters 82, 1999, C. 2211–2214.
7. М.Н. Скрыбина, Е.В. Любин, М.Д. Хохлова, А.А. Федянин. Диагностика парного взаимодействия магнитных микрочастиц методом оптического пинцета, Письма в ЖЭТФ, 95, 2012, С. 638-643.

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ МЕЛАНОМЫ КОЖИ

Л.А. Таскина, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: retuo@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены экспериментальные результаты определения границы меланомы кожи методом дифференциального обратного рассеяния. В качестве порогового условия обнаружения границы предложено использовать дифференциальный коэффициент обратного рассеяния. На основании исследования кожи 14 пациентов показано, что введенный коэффициент позволяет выделять границу новообразования с погрешностью 1 мм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Увеличение кожных онкологических заболеваний среди населения в последние десятилетия связано с увеличением влияния экологических и техногенных факторов, вызывающих рак. Одним из наиболее опасных видов новообразований кожи, в большинстве случаев, приводящих к летальному исходу, является меланома. Данный тип злокачественного образования может иметь 5-летнюю выживаемость, однако обнаружение образования на ранних этапах резко повышает выживаемость пациентов до 99%. Ранняя диагностика пациентов основана на выявлении клинических симптомов опухоли и применении специальных диагностических методов, необходимых для постановки в кратчайшие сроки диагноза злокачественного новообразования и выбора оптимального метода лечения [1]. Во многих случаях диагноз остается неизвестным и требует проведения биопсийного анализа для подтверждения предварительного диагноза. Однако, данная процедура является инвазивной и трудоёмкой. Так для меланомы при толщине 0,75 мм - 1,5 мм минимальная граница отступа составляет 1 см по

всем направлениям. Заведомо большая величина отступа для такой опухоли, например, превышающая 2 см, считается неоправданной. Меланому, имеющую толщину 4 мм и более, рекомендуется удалять, отступив от края опухоли не менее чем на 2 см [2].

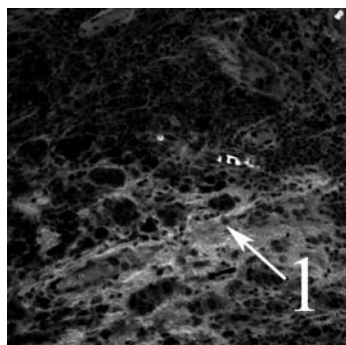
В результате, остается актуальным вопрос о проведении дополнительного обследования пациентов с новообразованиями кожи на дооперационном этапе с целью определения истинных границ новообразований до их удаления, что может значительно снизить количество рецидивов опухолевого роста.

Среди одних из развивающихся и перспективных направлений неинвазивной диагностики опухолевых тканей являются оптические методы. К таким методам относятся методы дифференциального обратного рассеяния (ДР) [3], комбинационного рассеяния (КР) [4], компьютерная томография [5], методы флуоресцентного анализа и конфокальной микроскопии. Компьютерная томография и магнитно — резонансная томография, а также флуоресцентные методы, являющиеся трудоемкими и дорогостоящими методами диагностики, не позволяют точно определить истинные границы опухоли во время операции и оценить состояние перифокальных зон вокруг опухоли. Однако, на дооперационном этапе обследования пациентов зачастую главную роль играет быстрота обнаружения типа и границ новообразований кожи.

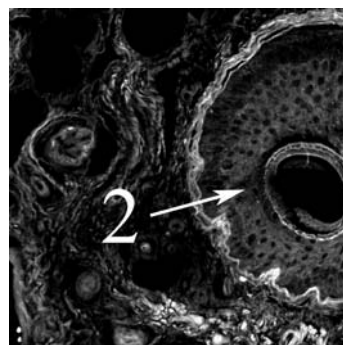
В связи с этим, целью работы являлось развитие оптических методов диагностики меланомы кожи для выявления ее границ, а также учитывающие индивидуальные особенности кожи человека.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве объектов исследований были использованы 14 образцов новообразований кожи: меланома (злокачественное образование кожи) и пигментный невус (доброкачественное образование кожи) и 4 образца здоровой кожи. Дополнительно проводились: гистологический анализ новообразований кожи и исследования структурных изменений опухоли с помощью метода конфокальной микроскопии. Микроснимки различных типов новообразований кожи представлены на рис. 1.



а) Меланома



б) Пигментный невус

Рис. 1. Объекты исследований (увеличение 900х, размер снимков 400*400мкм)

Из гистологического и микроскопического анализа видно, что структура в зависимости от типа опухоли имеет различное строение, так на рис. 1а визуализируется расширенный кровеносный сосуд (1), картина характерная для злокачественного новообразования. На рис. 1б представлено изображение, характерное для нормальной структуры кожи с наличием развитых придатков кожи, что соответствует доброкачественной природе новообразования (2) (в правой части визуализируется срез волоса, с элементами многослойного плоского эпителия по периферии).

Как видно из микроснимков, морфологическая структура злокачественного новообразования существенно отличается от доброкачественной природы новообразования, что приводит к изменению интенсивности обратно рассеянного сигнала. Поэтому для контроля изменения оптических свойств новообразований кожи был использован метод дифференциального обратного рассеяния.

Экспериментальный стенд, реализующий метод дифференциального обратного рассеяния и комбинационного рассеяния, представлен на рис. 2. Экспериментальная установка включала в себя источник излучения, волоконную систему сбора и подачи излучения 1, и 3х зеркальный спектрограф Shamrock SR-303i (фокальная длина 303 мм) с интегрированной цифровой камерой ANDOR DV-420A-OE (1024*256, 26 мкм², 16 бит) 8, транспортёр 10 с линейным шаговым двигателем оси X, рамановский пробник RPB785, подсоединённый к лазерному модулю 13 LuxxMaster Raman Boxx и источнику питания лазерного модуля. Однокоординатный шаговый привод позволяет достаточно точно и быстро сканировать образцы, что даёт более полное представление о произошедших изменениях в исследуемых тканях.

Сканирование проводилось в 16-19 точках объекта по оси X с помощью шагового двигателя 10 (скорость перемещения 2 мм/секунда, шаг 1 мм). Значение интенсивности обратного рассеяния от исследуемого объекта обрабатывались с помощью программы «MathCad»14.

Эксперименты проводились в одинаковых температурных условиях, освещенности помещения и при определенной геометрии установки (рис. 3).

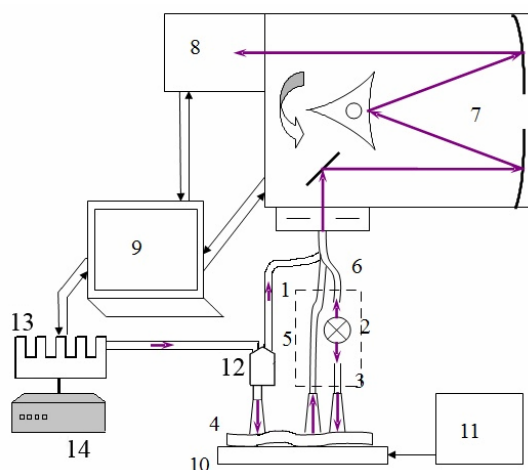


Рис. 2. Экспериментальный стенд для исследования спектральных свойств патологических тканей: 1 – волоконный блок, 2 – широкополосный источник, 3 – излучающее волокно, 4 – объект, 5 – диагностическое волокно, 6 – опорное волокно, 7 – спектрограф Shamrock sr-303i, 8 – цифровая камера ANDOR DV-420A-OE, 9 – компьютер, 10 – транспортёр с шаговым двигателем, 11 – блок управления транспортёром, 12 – рамановский пробник RPB785, 13 – лазерный модуль LuxxMaster Raman Boxx, 14 – источник питания лазерного модуля

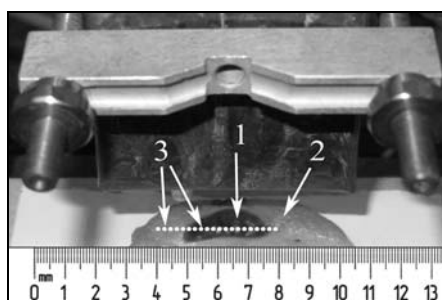


Рис. 3. Методика проведения экспериментов: 1 – место злокачественной области; 2 – участок здоровой кожи, 3 – точки сканирования

Как было показано ранее, для злокачественной меланомы характерным является расширенный кровеносный сосуд. В связи с этим в качестве основного оптического коэффициента, определяющего границы и тип новообразований, был введен следующий дифференциальный оптический коэффициент:

$$K=R_{760}/R_{560} \quad (1)$$

где K – коэффициент, равный отношению интенсивностей обратного рассеяния на длине волны 760 нм (область минимума поглощения гемоглобина) и 560 нм (область максимума поглощения гемоглобина). Данный коэффициент, учитывает индивидуальные оптические особенности кожи и позволяет идентифицировать здоровый участок на фоне участка кожи с новообразованием.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Далее приведены результаты по исследованию спектральной плотности интенсивности обратного рассеяния новообразований кожи.

На рис. 4 представлен введенный оптический коэффициент K для различных типов новообразований кожи.

На рис. 4(а) и в областях исследований 1 и 2 наблюдаются некоторые флуктуации дифференциального оптического коэффициента K . Это связано с тем, что для всех новообразований кожи характерным является поверхностная структурная неоднородность, что непосредственно приводит к изменению спектральной плотности интенсивности обратного рассеяния.

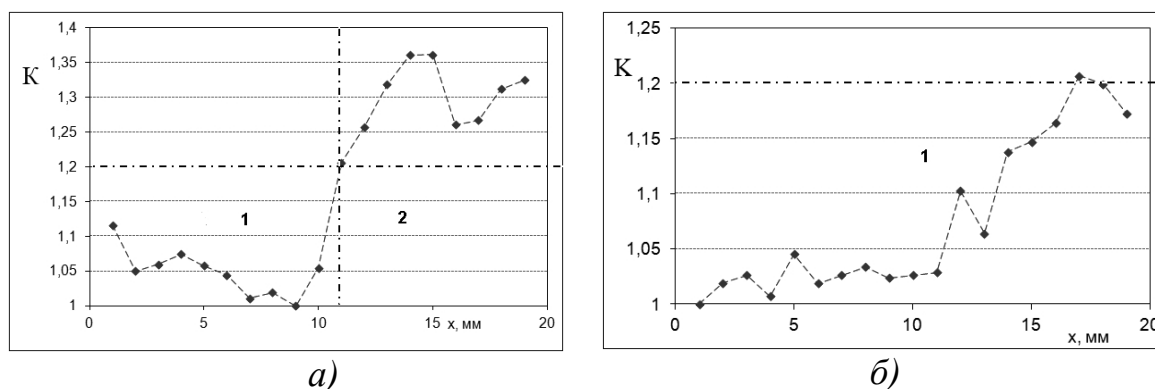


Рис. 4. Зависимость оптического коэффициента K от координаты x сканирования для: а) меланомы; б) невуса кожи (1 – область доброкачественного образования или здоровый участок кожи, 2 – область злокачественного новообразования кожи)

Из рис. 4 видно, что используемый оптический коэффициент позволяет идентифицировать тип новообразований. Так для меланомы значение коэффициента K составляет более 1,25, а для здоровой кожи значение коэффициента K составляет не более 1,2.

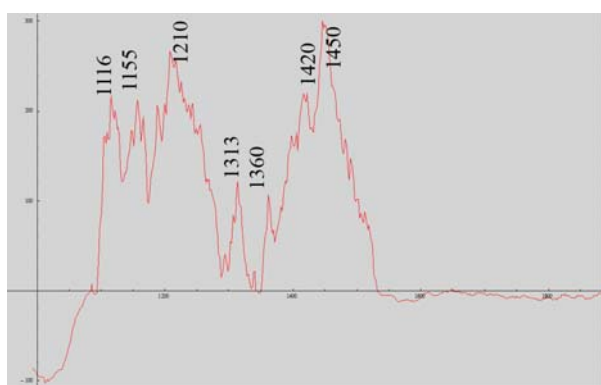
Граница новообразований определялась исходя из значений оптического коэффициента K в области опухоли. Так, например, значения оптического коэффициента K для здоровой кожи составляет 1 - 1,2, а для центра опухоли 1,25 - 1,4.

На основе проведенных исследований были введены критерии для определения границ меланомы кожи, которые сведены в таблицу 1.

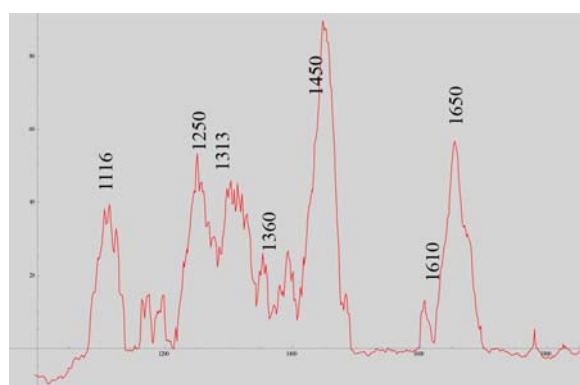
Для подтверждения адекватности результатов исследований по определению типа новообразований кожи методом дифференциального рассеяния был использован метод комбинационного рассеяния (КР). Далее приведены спектры КР для меланомы и нормальной кожи.

Таблица 1. Критерии определения границы меланомы кожи

№	Наименование новообразования кожи	Гистологический анализ/ Количество пациентов	Область новообразования кожи	Оптический коэффициент K , отн.ед.
1	Меланома	10	Опухоль	1,25 - 1,4
			Здоровая	1 - 1,2
2	Пигментный невус	4	Опухоль	1 - 1,2



а)



б)

Рис. 5. Спектры комбинационного рассеяния: а) меланомы; б) нормальной кожи

В спектре меланомы кожи проявляются линии, характерные для липидов, белков, аминокислот. Было установлено, что в среднем спектры меланомы были выражены пики на 1116, 1155, 1210, 1313, 1360, 1420 и 1450 см^{-1} .

Наиболее значимым критерием наличия в коже образования является общее увеличение интенсивности комбинационного рассеяния в области 1100 см^{-1} – 1500 см^{-1} для меланомы по сравнению с нормальной кожей. Меланома образуется на месте пигментных клеток (меланоцитов), вырабатывающих пигмент меланин, определяющий увеличение КР на длинах волн 1200 - 1600 см^{-1} . Дальнейшее увеличение интенсивности комбинационного рассеяния фактически является отражением того факта, что в новообразовании кожи накапливается меланин [6,7].

После проведения сравнительного анализа оказалось, что дифференциальный сигнал в 1116 и 1450 см^{-1} интенсивности КР слабо изменяется в зависимости от вида новообразования, более существенным является уменьшение пика 1650 см^{-1} . Существенные изменения в спектрах КР для меланомы по сравнению с нормальной кожей проявились в полосах спектра 1116 - 1210 см^{-1} , что может быть связано с изменениями в структуре белка, происходящей при замещении нормальных клеток патологическими. Группа 1155 см^{-1} соответствует С-С (и С-N) участку белков (также каратиноидов), а группа 1446 см^{-1} соответствует изменению интенсивности CH_2 изгибным колебаниям в клетках белков и липидов[8]. Так, исследование формы спектра КР позволяет выявлять злокачественные новообразования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Экспериментально установлено, что введенный оптический коэффициент обратного рассеяния позволяет идентифицировать типы новообразований кожи. Для меланомы значение дифференциального оптического коэффициента составляет более 2,5;

- Показано, что с помощью метода дифференциального обратного рассеяния можно определять границы меланомы кожи с погрешностью 1 мм.

- Введены критерии определения границы меланомы кожи, что позволит на дооперационном периоде определять зону иссечения опухоли с целью уменьшения ее рецидива.

- Исследование формы спектра КР позволяет выявлять злокачественные новообразования: изменения в спектре КР для меланомы по сравнению с нормальной кожей проявились в полосах спектра 1116 - 1210 см⁻¹;

- В результате исследований можно создать прибор для экспресс неинвазивной диагностики локализации новообразований кожи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang, L.V. Skin cancer detection by spectroscopic oblique-incidence reflectometry: classification and physiological origins / L.V. Wang – Appl. Opt. 43, 2004.– 2643–2650.
2. Diebele, I. Analysis of skin basalioma and melanoma by multispectral imaging / I. Diebele [et al.] – Proc. of SPIE, 2012. – Vol. 8427 842732–1.
3. Захаров, В.П. Применение метода обратного дифференциального рассеяния для исследования биообъектов [Текст] / В.П. Захаров, П.Е. Тимченко, Р.В. Козлов, С.П. Котова, Е.В. Тимченко, В.В. Якуткин // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2008. – Т 11, №4. – С. 89–97.
4. Hanlon, E.B. Prospects for in vivo Raman spectroscopy / E.B. Hanlon [et al] – Phys. Med. Biol., 2000. – 45, R1–R59.
5. Pohost, G.M. Магнитно-резонансная и рентген-компьютерная томографии при исследовании сердечно-сосудистой системы / G.M. Pohost, D.J. Sarma, P.M. Colletti, M. Doyle – Основы кардиологии. Принципы и практика. 2005. – С. 295–323.
6. Huang, Z., Mcwilliams A. [et al.] Near-Infrared Raman Spectroscopy for optical diagnosis of lung cancer / Int. J. Cancer: 107, 2003, 1047–1052.
7. Huang Z. [et al.] Raman spectroscopy of in vivo cutaneous melanin. Journal of Biomedical Optics 9(6), 2004, 1198–1205.
8. Yao H. [et al.] Raman spectroscopic analysis of apoptosis of single human gastric cancer cells / Vibrational Spectroscopy 50, 2009, 193–197.

ГЕТЕРОГЕННЫЕ РЕАКЦИИ АТОМОВ ЙОДА В ЛАЗЕРНОЙ СРЕДЕ $O_2(^1\Delta)$ -I

А.П. Торбин, П.А. Михеев, В.Н. Азязов

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)
e-mail: torbinalex@inbox.ru*

АННОТАЦИЯ

Генерация атомов йода вне активной среды химического кислородно-йодного лазера позволяет увеличить его энергетическую эффективность и расширить диапазон рабочих параметров. Однако значительная часть наработанного атомарного йода может прорекомбинировать или образовать химическую связь с побочными продуктами разряда и материалом стенки во время транспортировки от генератора до места инъекции. Представленные в данной работе результаты показывают, что атомарный йод реагирует с поверхностью из алюминия и меди. Он не образует химических соединений на поверхностях из никеля, нержавеющей стали, плексиглас и тефлона и вероятность рекомбинации атомов на этих поверхностях не превышает $\leq 10^{-5}$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация атомов йода вне активной среды кислородно-йодного лазера (КИЛ) позволяет увеличить его энергетическую эффективность и расширить диапазон рабочих параметров [1-4]. В качестве источников атомарного йода для КИЛ были предложены электроразрядные [1-8] и химические [9-10] генераторы. Атомы йода могут эффективно набираться в ходе диссоциации йодсодержащих молекул в плазме электрического разряда [5-8]. В [5] изучали процесс генерации атомов йода в ходе диссоциации CF_3I , CH_3I или I_2 в плазме высокочастотного (ВЧ) разряда. Обнаружено, что максимальная эффективность диссоциации наблюдалась при использовании I_2 в качестве донора атомов йода и Ag в качестве газаносителя. В [7, 8] атомы йода набирались в плазме электрического разряда постоянного тока в газовой смеси Ar- CH_3I , которые впоследствии

инжектировались в поток синглетного кислорода $O_2(^1\Delta)$. Было показано, что в схеме с внешней наработкой атомов йода с CH_3I в качестве донора, время жизни $O_2(^1\Delta)$ увеличивалось на 30% по сравнению с обычной диссоциацией I_2 в потоке синглетного кислорода.

В [9-10] были исследованы химические генераторы атомов йода, основанные на газо-фазных реакциях HI с атомами фтора или хлора. Были получены высокие концентрации атомов йода в лазерной кювете (до $3.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Выход атомарного йода по отношению к F_2 и HI был весьма высок ($I/F_2 \leq 100\%$, $I/HI \leq 60\%$).

Важную роль в КИЛ с внешним генератором атомов йода играют процессы гибели атомов йода в потоке и на стенках как в ходе их генерации, так и в ходе транспортировки до места инъекции. Процесс гомогенной трехчастичной рекомбинации



был активно исследован в [11-13], в то время как имеется недостаточно информации о процессе рекомбинации атомов йода на стенке:



Атомы йода могут также реагировать с материалами стенок генератора, тракта транспортировки и/или смесительного блока:



В [14] было отмечено, что процесс (2) оказывает незначительное влияние на скорость рекомбинации в активной среде КИЛ при различных материалах стенок: нержавеющей стали (НС), никеле (Ni), тефлоне (Тф) и плексиглас (ПС). Для обеспечения быстрого смешивания йодного и кислородного потоков смесительный блок КИЛ состоит из каналов малого диаметра [4]. В этом случае влияние процессов (2) и (3) на скорость гибели I в ходе транспортировки по узким каналам может быть существенным.

Данная работа посвящена процессам взаимодействия атомарного йода с различными поверхностями. Атомы йода нарабатывались в электроразрядном генераторе с I_2 в качестве донора и Ag в качестве газа-носителя. Детектирование молекул йода на выходе генератора и тракта транспортировки производилось методами лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) и эмиссионной спектроскопии (ЭС). На основе анализа данных из [14] оценены вероятности рекомбинации йода на стенке из НС, Ni, Тф и ПС.

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Эксперимент

На рис 1. представлена схема экспериментальной установки. Для наработки атомов йода использовался ВЧ разряд (100 Вт, 40МГц) с планарными охлаждаемыми водой алюминиевыми электродами. Разрядная камера была в длину 10 см по потоку и в ширину 5 см. Расстояние между электродами составляло 5 мм, что обеспечивало величину энерговклада 4 Вт/см³. В качестве газа-носителя использовался Ar с расходом 2 ммоль/с при давлении 10 Торр. Донором атомов йода был молекулярный йод I₂, который эффективно диссоциировал в разряде при начальной концентрации $[I_2]_0 = (1-2) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Тракт транспортировки от выхода ВЧ генератора 2 до измерительной ячейки 5 представлял собой трубку из нержавеющей стали с внутренним диаметром 15 мм и длиной 21см. Время транспортировки газовой смеси в этом тракте составляло 14 мс. Температура стенок тракта и электродов поддерживалась равной 320 К для предотвращения конденсации паров йода на стенках и окнах.

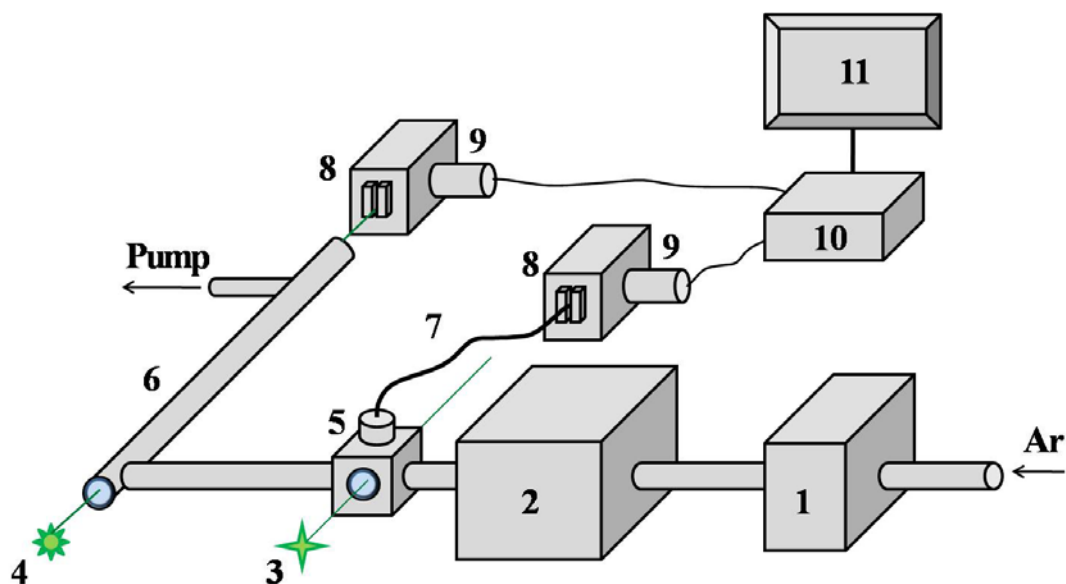


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор паров I₂, 2 – электроразрядный ВЧ генератор, 3 – лазер, 4 – светодиод, 5 – измерительная ячейка, 6 – абсорбционная ячейка, 7 – оптоволоконный жгут, 8 – монохроматор, 9 – ФЭУ, 10 – АЦП, 11 – ПК

Концентрация молекул I_2 в измерительной ячейке 5 определялась методом ЛИФ [7]. ЛИФ возбуждался излучением второй гармоники от лазера с диодной накачкой (WL-LAG532-5 Nd :YAG). Ширина линии излучения лазера была меньше, чем расстояние между линиями поглощения на переходе I_2 В-Х. Сканирование длины волны излучения лазера осуществлялось путем плавного изменения температуры корпуса лазера с помощью охлаждающего элемента Пельтье и резистивного нагревателя. Максимум сигнала ЛИФ наблюдался, когда частота лазера совпадала с частотой одной из линий поглощения молекулы I_2 . Измерения концентраций $[I_2]$ с помощью ЛИФ калибровались на основании известных концентраций молекул йода в абсорбционной ячейке 6 (длина 50 см), измеренных по поглощению света от светодиода 4 молекулярным йодом на длине волны 500 нм. Минимальная концентрация, которую можно было измерить с помощью метода ЛИФ, составляла примерно $\sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

ЛИФ наблюдался через кварцевое окно под прямыми углами к лазерному лучу и газовому потоку. Чтобы исключить влияние рассеянного излучения возбуждающего лазера, сигнал ЛИФ детектировался на длинах волн ≥ 600 нм выделенных широкополосным фильтром (НВ600). Излучение флюоресценции по оптоволоконному жгуту направлялось на вход фотоэлектронного умножителя ФЭУ-69б. Для контроля расхода газа использовались регулятор расхода газов РРГ-100 и натекатели. Давления газов на входе электроразрядного генератора и в абсорбционной ячейке измерялись датчиками давления Сапфир (0- 50 Торр). Откачка газов осуществлялась вакуумным насосом ДВН-20. Электрические сигналы оцифровывались АЦП (National Instruments) и в дальнейшем обрабатывались на персональном компьютере.

2.2. Результаты и их обсуждение

Первая серия экспериментов была посвящена определению концентрации молекул йода на выходе электроразрядного генератора. Для этих экспериментов тракт транспортировки был укорочен, так что время транспортировки от электроразрядного генератора до центра измерительной ячейки составляло 5 мс. Начальные концентрации молекул I_2 измеренные до включения разряда находились в пределах $[I_2]_0 = (1-2) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. После

включения разряда концентрация молекул I_2 в измерительной ячейке оказалась ниже чувствительности измерительной системы равной $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Молекулы йода также не были зафиксированы при увеличенном времени транспортировки до 14 мс. Более того, измерения концентрации I_2 в абсорбционной ячейке при включенном разряде не показали наличия молекул. Чувствительность измерений в абсорбционной ячейке составляла около $[I_2] \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Время транспортировки газа до абсорбционной ячейки ($\sim 0.1 \text{ с}$) достаточно для того, чтобы атомы йода конвертировались в молекулы в ходе процессов рекомбинации (1) и (2).

Поверхности алюминиевых электродов покрывались слоем продукта реакции белого цвета. Толщина слоя увеличивалась с ростом времени протекания реакции. Образованные кристаллы легко растворялись в воде. На основе этих наблюдений можно предположить, что электроды покрывались слоем AlI_3 . Таким образом, эксперименты показали, что атомы йода эффективно реагируют с поверхностями алюминиевых электродов.

Значения вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов йода на поверхностях в литературе отсутствуют. В [14] исследовали механизм образования молекулярного йода за зоной диссоциации йода в активной среде КИЛ методом ЭС по желтому свечению йода на переходе I_2 В-Х. Молекулы I_2 в этой зоне формировались в ходе рекомбинации атомов йода в потоке и на стенке. Для оценки вклада рекомбинации на стенке, в измерительную ячейку, находящуюся за зоной диссоциации, параллельно верхней и нижней стенке помещали две пластинки из Cu, Ni, HС, Тф или ПС. Расстояние между верхней и нижней стенками в измерительной ячейке составляло 15 мм, тонкие пластинки делили пространство на равные части высотой $h=0.5 \text{ см}$.

На рис. 2 представлена временная зависимость интенсивности излучения I_2 на переходе В-Х. Эксперименты показали, что интенсивность свечения йода возрастала в присутствии пластин, но падала со временем и возвращалась к уровню, которая наблюдалась в отсутствии пластин за время около 20 секунд. Эффект повторялся с пластинами активированных путем их погружения в водный раствор HCl. В случае медных пластин вид временной зависимости выглядел так же, только интенсивность излучения была в два раза выше. В [14] предположили, что атомарный йод реагиро-

вал с медной поверхностью образуя пленку из продукта реакции на которой эффективно протекала гетерогенная рекомбинация атомов йода.

Результаты, представленные на рис. 2 показывают, что скорость поверхностной рекомбинации для материалов стенки из Ni, HC, Тф и ПС ниже скорости трехчастичной рекомбинации в потоке. Для этих материалов вероятность рекомбинации на стенке γ_{rec} очень мала, тогда поток атомов йода к стенке претерпевающих рекомбинацию будет определяться выражением [15]: $j_w = \nu \gamma_{rec} N_I / 4$, где N_I – концентрация атомов йода, ν – тепловая скорость атомов йода. Для условий эксперимента рис. 2 скорость гомогенной рекомбинации превышает скорость гетерогенной рекомбинации:

$$(k_{O_2} N_{O_2} + k_{N_2} N_{N_2}) N_I^2 \geq \nu \gamma_{rec} \sigma N_I / 4, \quad (4)$$

Где σ – удельная поверхность контакта фаз. В условиях эксперимента [14] концентрации молекул кислорода, азота и атомов йода равнялись соответственно $N_{O_2} = N_{N_2} = 3.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_I = 3.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Константы скоростей трехчастичной рекомбинации атомов йода на O_2 и N_2 равны соответственно $k_{O_2} = 1.9 \times 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$, $k_{N_2} = 1 \times 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$ [16]. Учитывая, что $\sigma = 2/h = 4 \text{ см}^{-1}$ и $\nu = 2.4 \times 10^4 \text{ см/с}$ находим из (4), что верхняя граница вероятности рекомбинации на стенке для исследуемых материалов (Ni, HC, Тф и ПС) составляет $\gamma_{rec} \leq 10^{-5}$.

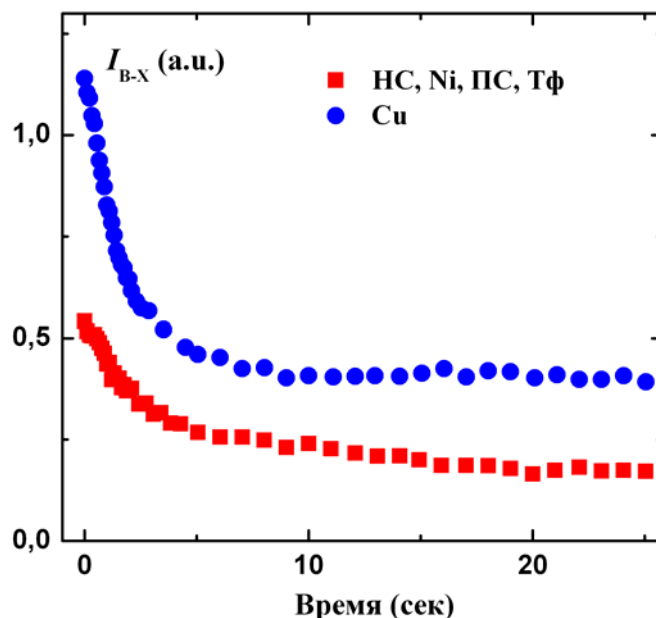


Рис. 2. Временная зависимость интенсивности излучения на переходе I_2B-X при $O_2:N_2=1:1$, давлении газа 2.5 Торр и доле молекул йода в кислороде 0.5% [14]

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гетерогенные потери атомов йода в ходе генерации и транспортировки зависят от материалов электродов, тракта транспортировки и смешительного блока. Атомы йода обладают высокой реакционной способностью, поэтому они могут реагировать с некоторыми материалами стенки, например с Al и Cu.

Анализ данных работы [14] показал, что верхняя граница вероятности рекомбинации на стенке для материалов (Ni, HC, Тф и ПС) составляет $\gamma_{rec} \leq 10^{-5}$. Данные материалы могут быть использованы для изготовления узлов КИЛ с внешним генератором атомов йода.

В [4] представлены выходные характеристики КИЛ для двух режимов работы. В первом режиме молекулы I_2 инжестировались непосредственно в поток синглетного кислорода, а во втором атомы йода нарабатывались во вне активной среды и затем инжестировались в нее. В последнем случае было зафиксировано почти четырехкратное увеличение выходной мощности. Отметим, что в этой работе генератор атомов йода, тракт транспортировки и смешительный блок были сделаны из материалов с низким значением γ_{rec} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Endo, M., Sugimoto, D., Okamoto, H., Nanri, K., Uchiyama, T., Takeda, S., Fujioka, T., "Output power enhancement of a chemical oxygen-iodine laser by predissociated iodine injection," Jpn. J. Appl. Phys. 39, 468-474 (2000).
2. Katz, A., Dahan, Z., Rybalkin, V., Waichman, K., Barmashenko, B. D., Rosenwaks, S., "Power enhancement in chemical oxygen-iodine lasers by iodine predissociation via corona/glow discharge," Appl. Phys. Lett. 90, 161122/3 (2007).
3. Benavides, G. F., Zimmerman, J. W., Woodard et al., "Gain and continuous-wave laser power enhancement with a secondary discharge to predissociate molecular iodine in an electric oxygen-iodine laser," Appl. Phys. Lett. 92, 041116/3 (2008).
4. Mikheyev, P. A., Zagidullin, M. V., Azyazov, V. N., "Chemical oxygen-iodine laser with external production of iodine atoms in CH_3I/Ar dc glow discharge," Appl. Phys. B 101(1-2), 7-10 (2010).

5. Jirasek, V., Schmiedberger, J., Censky, M., Kodymova, J., "*Dissociation of molecular iodine in RF discharge for oxygen-iodine lasers*," Eur. Phys. Jour. D 66, 89 (2012).
6. Mikheyev, P. A., Azyazov, V. N., "*Properties of $O_2(^1\Delta)$ - $I(^2P_{1/2})$ laser medium with a dc glow discharge iodine atom generator*," J. Appl. Phys. 104(12), 123111/6 (2008).
7. Azyazov, V. N., Vorob'ev, M. V., Voronov, A. I., Kupryaev, N. V., Mikheyev, P. A., Ufimtsev, N. I., "*Parameters of an electric-discharge generator of iodine atoms for a chemical oxygen-iodine laser*," Quantum Electron. 39(1), 84-88 (2009).
8. Mikheyev, P. A., Shepelenko, A. A., Voronov, A. I., Kupryaev, N. V., "*Production of iodine atoms by dissociating CH_3I and HI in a dc glow discharge in the flow of argon*," J. Phys. D: Appl. Phys. 37(22), 3202-3206 (2004).
9. Kodymova, J., Spalek, O., Jirasek V., Censky, M., Hager, G. D., "*Development of the Chemical Oxygen-Iodine Laser (COIL) with chemical generation of atomic iodine*," Appl. Phys. A. 00, 1-6 (2003).
10. Jirasek, V., Censky, M., Spalek, O., Kodymova, J., Pickova, I., Jakubec, I., "*Chemical oxygen-iodine laser with atomic iodine generated via fluorine atoms*," Chem. Phys. 345, 14-22 (2008).
11. Chang, H. W., Burns, G., "*Recombination of iodine atoms by flash photolysis over a wide temperature range. VII. Recombination between 206 and 300 K*," J. Chem. Phys. 64, 349-353 (1976).
12. Antrim, R. E., Burns, G., Ip, J. K. K., "*Recombination of iodine atoms by flash photolysis over a wide temperature range. VIII. I_2 in O_2* ," Can. J. Chem. 55, 749-756 (1977).
13. Ip, J. K. K., Burns, G., "*Recombination of iodine atoms by flash photolysis over a wide temperature range. II. I_2 in He, Ar, Xe, N_2 , CO*," J. Chem. Phys. 56, 3155-3161 (1972).
14. Azyazov, V. N., Mikheyev, P. A., Ufimtsev, N. I., Antonov, I. O., Heaven, M. C., "*Formation of $I_2(^3\Pi_0)$ in the presence of $O_2(a^1\Delta)$* ," J. Appl. Phys. 102(12), 123108/7 (2007).
15. Azyazov, V. N., "*New mechanism of heterogeneous relaxation of electronic energy in the active medium of an oxygen-iodine laser*," Quantum Electron. 24(1), 23-25 (1994).
16. NIST Chemical Kinetics Database, <http://kinetics.nist.gov/kinetics/>.

ОПТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

А.С. Уваров, А.Н. Малов

*ГБУЗ Иркутский Областной Онкологический Диспансер
(664035, г. Иркутск, ул. Фрунзе, 32)*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены аспекты формирования полей рентгеновского и гамма излучений в рамках геометрической оптики.

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной целью лучевой терапии (ЛТ) в онкологии является уничтожение раковых клеток гамма или рентгеновским излучением при минимальном воздействии на здоровые клетки. Это достигается подбором конфигурации облучаемой области на основе топометрических данных. Применение ионизирующего излучения (ИИ) в медицине поставило вопрос о необходимости точного, основанного на физических критериях, определения дозовых величин, поддающихся экспериментальному измерению или численному расчету.

С оптической точки зрения задача ЛТ состоит в формировании заданного электромагнитного поля в конечном объеме организма.

В настоящее время дозиметрическое планирование осуществляется на основе законов геометрической оптики.

Цель статьи – анализ влияния различных оптических эффектов на формирование полей гамма и рентгеновского излучений.

2. СПЕЦИФИКА ИЗЛУЧЕНИЙ

Использование гамма и рентгеновского излучений накладывает определенные условия на конструкцию терапевтических аппаратов и режимы облучения.

Гамма-излучение - вид электромагнитного излучения с чрезвычайно малой длиной волны - $< 5 \cdot 10^{-3}$ нм и, вследствие этого, ярко выраженными корпускулярными и слабо выраженными волновыми свойствами.

Малая длина волны позволяет не учитывать дифракционные и интерференционные эффекты при планировании облучения и проведении клинической дозиметрии.

Практически все гамма и рентгенотерапевтические аппараты имеют сходную конструкцию. Гамма - аппараты для дистанционной терапии состоят из следующих основных частей: радиационной головки аппарата, которая представляет собой защитный контейнер, содержащий источник излучения и снабженный коллиматором, регулирующим размер и форму пучка излучения; штатива, позволяющего осуществлять перемещения контейнера; стола для укладки больного, основного и ручного пультов управления. Кроме того, имеется ряд важных вспомогательных устройств: оптические и механические центраторы, указатели расстояния источник — поверхность тела (дальномер) и др. Рентгенотерапевтические аппараты (РТ) отличаются лишь тем, что источником пучка фотонов выступает рентгеновская трубка.

Основным отличием гамма аппаратов от других оптических приборов является высокая энергия излучения (1.25мэВ для гамма и до 400кэВ для РТ). Это приводит к невозможности использования управляющих полями элементов: линз, призм, зеркал, обычно используемых в оптических приборах.

Так же при облучении невозможно изменять интенсивность излучения. Фактически регулируется только размер и форма поля.

3. МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ СТРУКТУРОЙ ГАММА И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Основной способ подбора конфигурации дозного поля - аддитивное сложение излучений, идущих с разных сторон и в разное время.

Рассмотрим формирование различных видов полей

3.1 Статическое однополюсное облучение

Формирование дозного поля в плоскости, перпендикулярной оси пучка излучения, рассмотрим на рис. 1, на котором схематически расположены источник излучения, формирующая диафрагма и рассматриваемые плоскости, находящиеся на расстояниях от источника, равных РИП и РИЦ. На каждой схеме проведены следующие построения. Из центра торца источника через нижние края проведены прямые линии, пересекающие рас-

смаатриваемые плоскости РИП и РИЦ в точке Б. Из крайних точек торца источника через края диафрагм проведены прямые, пересекающие рассматриваемые плоскости в точках А и В.

Заштрихованные фигуры изображают собой профиль дозного поля—сечения пучка в плоскостях РИП и РИЦ. Высота фигуры соответствует условным 100%. Наклон стороны трапеции или треугольника—зоне полутени. Всю область дозного поля можно разбить на три зоны: АА—зона облучения, откуда виден весь источник и куда, следовательно, попадает излучение от всех его точек; АВ—зона геометрической полутени, из точек которой видна лишь часть источника. Доза в этой зоне меняется от 100% в точке А до 0% в точке В; точка Б, лежащая посередине зоны АВ, соответствует 50% изодозе, так как из нее видна лишь половина источника. За точкой В расположена зона полной геометрической тени [1].

Более совершенной формой изображения дозного поля являются карты изодоз. Карты изодоз для однопольного облучения в тканеэквивалентной среде, которые называют иногда также «шаблоны», «диаграммы», «линейки изодоз», описывают распределение мощности дозы в пучке излучения, характерное для данной конструкции радиационной головки, что отражается главным образом в распределении дозы по краям пучка излучения, т. е. в зоне физической полутени.

Карты изодоз разделяются на две серии, которые отличаются способом нормировки. В серии А за точку нормировки, называемую опорной, принята точка, соответствующая положению максимума ионизации, которая для излучения ^{60}Co находится на глубине 5 мм по оси пучка излучения.

В серии Б за опорную принята точка, расположенная на оси пучка излучения на глубине 15 см.

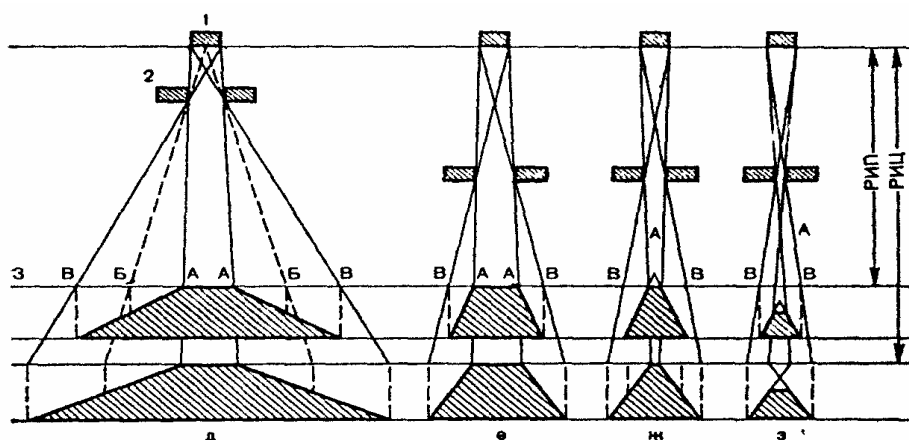


Рис. 1. Формирование дозного поля

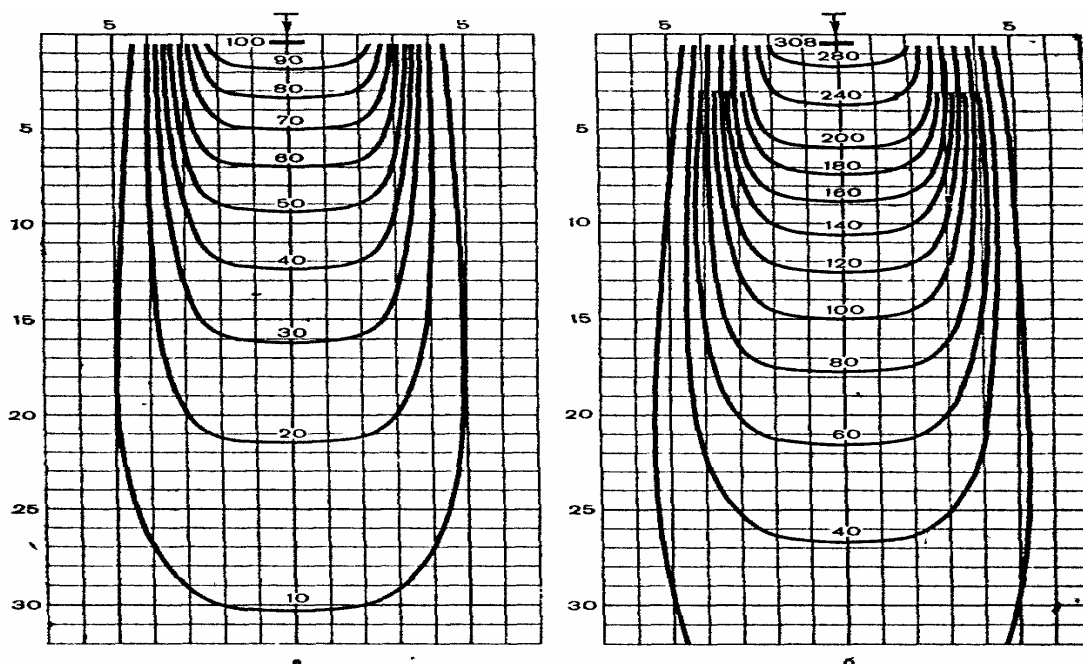
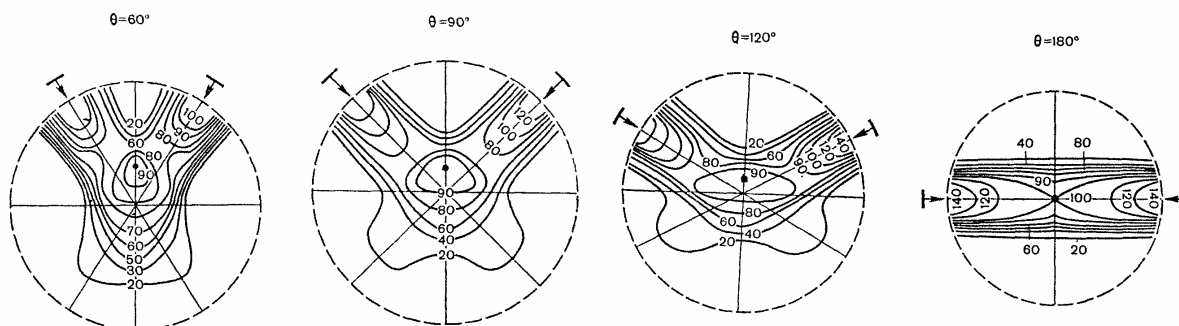


Рис. 2. Формирование изодозных полей

3.2 Многопольное статическое облучение

Статическое многопольное облучение позволяет подвести к очагу в несколько раз более высокую дозу, чем однопольное, и при этом значительно уменьшить лучевую нагрузку на поверхность тела.

Если при рентгенотерапии для того, чтобы уменьшить дозу на коже, приходилось применять большое количество полей, то при лечении гамма-излучением Co^{60} нет необходимости увеличивать число полей более двух-трех, поскольку наличие области накопления под поверхностью тела обеспечивает сохранение кожных покровов. Однако для того, чтобы получить более подходящее распределение дозы в теле, иногда применяют комбинации нескольких полей, при этом вариацией направлений, числа полей и длительности облучения можно создавать самые разнообразные дозные распределения.



3.3 Ротационное облучение

Термином «ротационное облучение» обозначают способ облучения, при котором источник излучения движется по окружности или части окружности, лежащей в плоскости, перпендикулярной продольной оси тела больного. Ротационное облучение делится на круговое ($\varphi=360^\circ$), и секторное ($\varphi<360^\circ$), которое называют также «маятниковым». Ротационное облучение является логическим развитием многопольного облучения. Преимуществом его перед многопольным облучением является меньшее количество укладок больного, равномерное во времени облучение всей массы опухоли, меньшая нагрузка на поверхностные ткани.

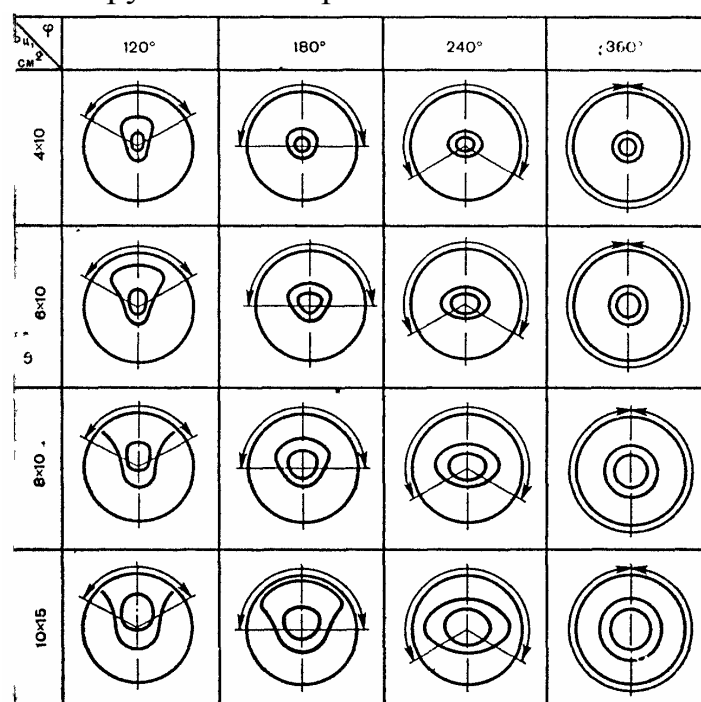


Рис. 5. Плато-диаграммы (80% и 50% изодозы). Гомогенный цилиндрический фантом. РИЦ = 75 см

4. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ ДОЗНЫХ ПОЛЕЙ

4.1. Оптические законы

В данном разделе выясним какие законы оптики применимы в клинической дозиметрии, какие можно поменять при определенных условиях, а какие не осуществимы в данной области.

Длина волны гамма излучения составляет $5 \cdot 10^{-3}$ нм, в то время как ширина пучка при облучении составляет не менее 40мм. Различие на восемь порядков пренебречь дифракцией при расчете облучения.

По той же причине на формирование полей при облучении не оказывает влияния интерференция.

По причине высокой энергии излучения не учитываются законы преломления и отражения света при формировании изодозного рапределения.

4.2. Пока не применявшееся в ЛТ

На данный момент мало распространено сканирование по разным траекториям. Используется либо линейное вращение, либо режим конвергенции. В то время как применение различные траектории движения источника может привести к хорошим результатам. Это может снизить нагрузку на крайние точки, где меняется направление движения. Примеры различных схем сдвигения приведены на рис.6

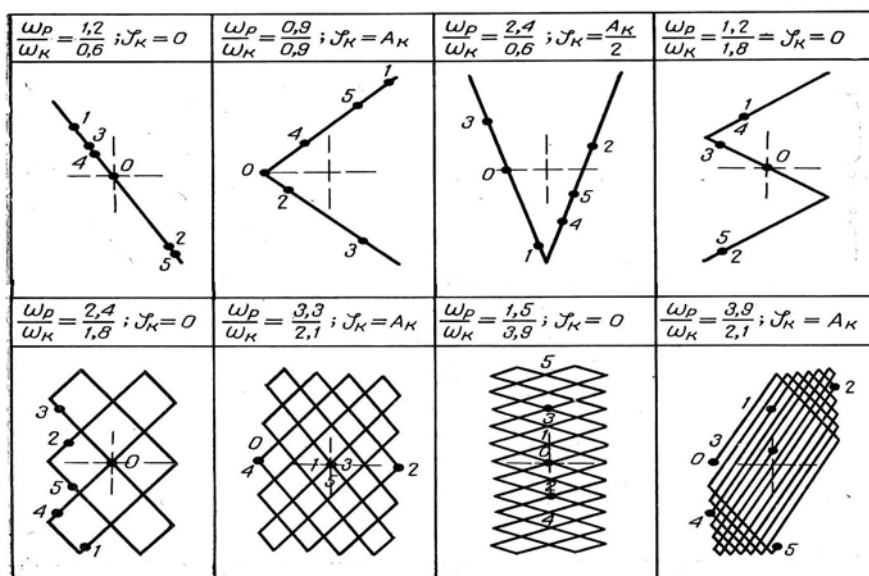


Рис. 6. Различные траектории движения источника

4.3. Предлагаемые схемы

Согласно требованиям гарантии качества облучения значение дозы в облучаемом объеме мишени должно находиться в интервале от +5% до -7% от заданной терапевтической дозы. При этом задачей является достижение терапевтической дозы в опухоли при минимальной лучевой нагрузке на критические органы и ткани.

Для коррекции полей (границ их, выбросов из-за рассеяния по третьей координате и т.п.) предлагается:

- Использовать набор источников, расположенных в линию;
- Отверстия в металлической диафрагме, расположенные в линию;
- Тубусы типа «оптического тоннеля» (т.е. сильно сплюснутые по одному направлению;
- Траектории сканирования без резких изгибов – постоянной скоростью сканирования.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены оптические аспекты ИИ в ЛТ. Предложены на основе геометрической оптики перспективные варианты изменения методов облучения и внесение поправок при планировании лучевой терапии. Рассмотрены основные законы геометрической оптики и их применение в лучевой терапии. В дальнейшем планируется развивать данное направление для внедрения в медицинскую практику и улучшения эффективности лечения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ратнер Т.Г., Фадеева М.А. Техническое и дозиметрическое обеспечение дистанционной гамма-терапии. М.: Медицина, 1982, 176 с.
2. . Ратнер Т.Г., Лютова Н.А. Клиническая дозиметрия. Теоретические основы и практическое применение. М.: Весть, 2006, 267с
3. Барабой В. А. Популярная радиобиология, Киев, АН СССР. - М.: Наука, 1991. – 216с.

РАЗРАБОТКА МЕТОДА КОНТРОЛЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОДЛОЖКИ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

С.А. Фомченков, М.С. Глянько

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: s.a.fom@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Разработан метод контроля шероховатости подложки по динамическим параметрам процесса растекания капли жидкости по исследуемой поверхности. Проведен ряд экспериментов с подложками из различных материалов и разной шероховатости. Исследована зависимость радиуса растекания капли по поверхности подложки от шероховатости в рамках используемой модели шероховатости поверхности. Предложен способ контроля размеров капли на светоотражающей поверхности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Главной тенденцией современной дифракционной оптики стало непрерывное уменьшение размеров микро- и наноструктур [1].

Технология их производства базируется в настоящее время на таких сложных прецизионных процессах обработки, как фото- и электролитография, оксидирование, ионно-плазменное распыление, термокомпрессия и другие. К материалам, используемым в производстве микросхем и дифракционных оптических элементов, предъявляют высокие требования по чистоте и совершенству структуры.

Оценка шероховатости и чистоты подложки на всех этапах формирования микрорельефа дифракционных оптических элементов, микро- и наноструктур, является важной технологической операцией, определяющей процент выхода годных изделий микроэлектроники и дифракционной оптики.

В результате изучения существующих методов, их можно условно разделить на аналитические методы и методы экспресс измерений. Аналитические методы отличаются высокой точностью, но требуют длительного времени измерений и являются дорогостоящими. Методы экспресс контроля позволяют лишь качественно оценить параметры, но при этом быстрые.

Следовательно, необходим метод экспресс-контроля который будет сочетать в себе преимущества обеих групп, то есть будет позволять проводить измерения за минимальное время, но при этом, метод должен обеспечивать приемлемую точность получаемых результатов.

2. ФАКТОРЫ ВЛИЯЮЩИЕ НА СМАЧИВАЕМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТЬЮ

Из существующих методов экспресс–контроля наиболее просто реализуемым и применяемым на практике является метод, базирующийся на использовании закономерностей, имеющих место при смачивании поверхности подложки каплей жидкости.

При натекании жидкости на сухую поверхность на линии трехфазного контакта (ЛТК) помимо адгезионного притяжения и поверхностного натяжения действует третья сила, схожая с трением. Источниками силы трения на ЛТК являются шероховатость и гетерогенность твердой поверхности [2].

В итоге можно сделать вывод, что радиус, форма капли жидкости и скорость растекания капли жидкости определяются количеством активированных молекулярных связей, энергией парного взаимодействия молекул жидкости и твердого тела, шероховатостью, гетерогенностью поверхности и объемом капли.

Чувствительность краевых углов к шероховатости и чистоте поверхности позволяет использовать их измерение для исследования поверхности подложек.

3. РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ СМАЧИВАНИЯ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ КАПЛЕЙ ЖИДКОСТИ

Наибольшее распространение получили методы, основанные на смачиваемости исследуемой поверхности очищенной водой [3]. Измерение

краевого угла смачивания капель бидистиллированной воды поверхности чистой подложки технически достаточно трудновыполнимо. Намного проще измерять диаметр капли.

Исходя из предположения, что капля при растекании по поверхности имеет форму сегмента сферы и используя капли дозированного объема, краевой угол смачивания можно однозначно определить по радиусу окружности растекшейся капли.

При падении капли жидкости на поверхность подложки с высоты, она запасает потенциальную энергию. При растекании капли эта энергия преобразуется в энергию активации, необходимую для разрушения пленки адсорбированного воздуха или активации спаренных молекулярных связей, и в энергию поверхностного натяжения. Исходя из предложенной модели шероховатости поверхности, в виде четырехугольных пирамид, изображенной на рисунке 1, можно рассчитать коэффициент показывающий отношение площади боковой поверхности к площади основания.

Подставив этот коэффициент и известные параметры капли в уравнение сохранения энергии, можно получить зависимость радиуса растекания капли от коэффициента шероховатости

$$r = \sqrt{\frac{\sigma \cdot a^2 \left(dH + 4 \left(\frac{3\sigma d}{4\rho g} \right)^{\frac{2}{3}} \right)}{\sigma \cdot a^2 + \Delta Q \cdot k}}. \quad (1)$$

4. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ЭКСПРЕСС-КОНТРОЛЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖЕК

В данной работе использовалась рабочая система [4], включающая в себя следующие компоненты: основание, на котором установлены скоростная видеокамера VS-FAST/CG6, дозатор жидкости, рабочая поверхность, система освещения рабочей поверхности и персональный компьютер. Структурная схема устройства представлена на рисунке 2.

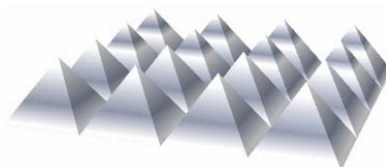


Рис. 1. Геометрическая модель шероховатой поверхности

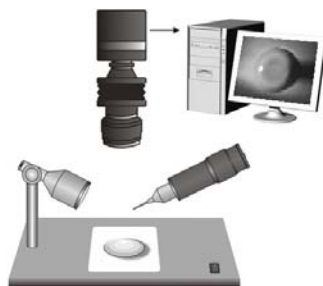


Рис. 2. Структурная схема устройства

Скоростная видеокамера VS-FAST/CG6 позволяет записывать видео со скоростью 500 кадров в секунду, длительностью не более 12 секунд (ограничивается объемом памяти), с разрешением кадра 1280x1024 пикселей.

Стандартным источником освещения служит светодиод. В процессе работы с данной системой были выявлены трудности распознавания изображения капли на видео, заснятом при подсветке ярким светодиодом, ситаловых подложек и подложек зеркально типа.

В качестве решения, для работы с ситаловыми подложками, было предложено подсвечивать каплю зеленым лазерным диодом с длиной волны 532 нм.

Для работы с хорошо отражающими поверхностями, было предложено использовать подсветку, состоящую из маленьких диодов, расположенных на светодиодной ленте, по окружности, вокруг исследуемой подложки. Результаты использования предложенных подсветок изображены на рисунке 3

5. ОПИСАНИЕ РАЗРАБОТАННОЙ ПРОГРАММЫ

Для устройства экспресс контроля шероховатости была разработана программа, позволяющая анализировать видеоизображение и получать данные о процессе растекания капли по поверхности исследуемой подложки.

Данная программа раскладывает полученную видеозапись высокоскоростной видеокамеры на кадры. Преобразует изображения из цветных в

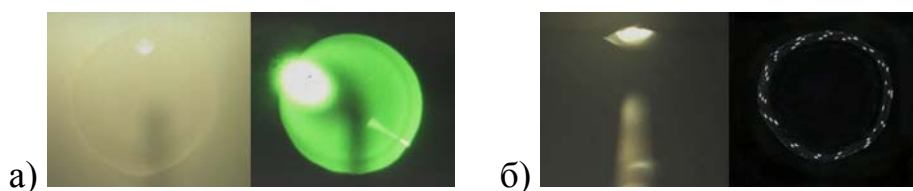


Рис. 3. Изменение качества подсветки капли: а) подсветка лазерным диодом; б) подсветка светодиодной лентой

изображения в градациях серого. Происходит фильтрация изображения оператором Собея, что позволяет найти границы капли на изображении и по полученным границам определяется радиус растекания капли.

Такая последовательность операций проводится для всех кадров. Длительность обработки не превышает 2 минут. В итоге работы программы, строится зависимость радиуса растекания от времени, определяется коэффициент шероховатости и сохраняются все полученный в результате обработки данные.

6. ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЙ

Для того чтобы данная система могла использоваться как средство экспресс контроля шероховатости и степени загрязнений поверхности, необходимо иметь наработанную базу по определенному виду подложек. В качестве исследуемых поверхностей были выбраны оптическое стекло, кремний и ситал.

Для определения шероховатости поверхности подложки необходимо исключить возможность влияния загрязнений поверхности на определяемый устройством результат.

В качестве исследуемой поверхности была выбрана кремниевая подложка. Для того чтобы избавиться от загрязнений, первоначально поверхность подложки была очищена, обезжирена, а после помещена в установку плазмохимического травления, время травления 5 минут.

Сразу после очистки, на поверхность подготовленной подложки с помощью дозатора наносилась капля бидистиллированной воды. Процесс ее падения и растекания по поверхности фиксировался высокоскоростной видеокамерой со скоростью 500 кадров в секунду. После проведения измерений, подложка оставалась на открытом воздухе, и аналогичный эксперимент повторялся после 10 и 30 минут, с момента очистки.

По результатам данного эксперимента, можно сказать о том, что благодаря плазмохимической очистке кремниевой подложки удалось достичь высокой степени чистоты. Радиус растекания капли по очищенной поверхности был достаточно близок, к максимальному теоретическому значению, что подтверждает теоретические расчеты. Вследствие пребывания кремниевой подложки на открытом воздухе, на поверхности появились загрязнения, и радиус растекания капли уменьшился.

Следовательно, можно сделать вывод, что на чистоту поверхности существенно влияет качество ее очистки, а также время пребывания подложки на воздухе.

7. ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ

Для изучения влияния шероховатости поверхности на процесс растекания капли жидкости были выбраны стеклянные подложки. С целью изменения шероховатости поверхности стеклянных подложек использовалась плавиковая кислота HF , способная растворять стекло.

Подложки из оптического стекла, предварительно очищались от поверхностных загрязнений, их поверхность обезжиривалась и после промывки дистиллированной водой, погружались на определенное время, в раствор плавиковой кислоты. В результате эксперимента было получено 20 стеклянных подложек, с различным временем травления от 15 секунд до 30 минут.

С целью контроля измеряемых величин, максимальная высота шероховатости подложек была измерена с помощью профилометра.

Измерения профилометра показали, что между максимальной высотой шероховатости поверхности стеклянных подложек и временем их травления в плавиковой кислоте существует нелинейная зависимость, схожая с логарифмической.

Далее, на полученные образцы наносилась капля бидистиллированной воды, и с помощью программы измерялся максимальный радиус растекания.

По измеренным значениям максимально радиуса растекания капли по поверхности стеклянных подложек, прошедших процесс обработки в плавиковой кислоте, можно построить зависимость максимального радиуса растекания от времени травления подложки, изображенную на рисунке 4.

На основе экспериментальных данных исследования влияния микроструктуры поверхности на параметры процесса растекания капли жидкости по поверхности подложки показано, что при росте шероховатости поверхности снижается радиус растекания капли жидкости и скорость растекания. Вычисляемые по теоретическим формулам значения высоты шероховатости, хорошо сходятся с экспериментальными данными, что подтверждает правильность выбора геометрической модели шероховатости.

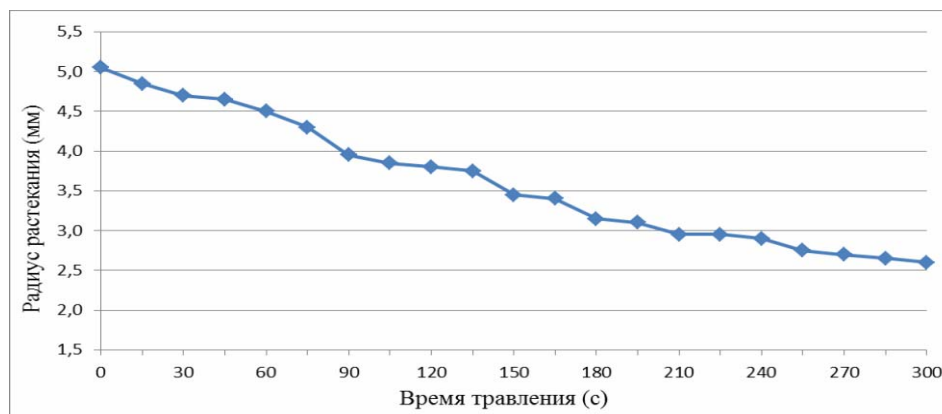


Рис. 4. Зависимость максимального радиуса растекания капли от времени травления

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы была предложена модель растекания капли, учитывающая шероховатость поверхности, разработаны различные системы подсветки, позволяющие проводить исследование подложек любого типа, разработано программное обеспечение, с помощью которого можно получать данные по произведенной видеозаписи исследования поверхности, отработана технология получения подложек необходимой шероховатости из оптического стекла и кремния.

В итоге можно сказать, что применение данной методики позволяет использовать устройство экспресс-контроля, для определения шероховатости поверхности подложек из оптического стекла, кремния и ситала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков А.В., *Контроль параметров микрорельефа дифракционных оптических элементов с использованием тестовых дифракционных структур* // Вестник СамГТУ, 2001, вып. 10.
2. Сумм Б.Д., Горюнов Ю.В., *Физико-химические основы смачивания и растекания*, М. «Химия», 1976, С. 232.
3. Бородин С.А., *Исследование процесса растекания капли жидкости наносимой на поверхность подложки* // Компьютерная оптика, Выпуск 34, 2010, С. 33-36.
4. Бородин С.А., Волков А.В., Казанский Н.Л., *Автоматизированное устройство для оценки степени чистоты подложки по динамическому состоянию капли жидкости, наносимой на ее поверхность* // Компьютерная оптика, Выпуск 28, 2010, С.56-59.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОЖЕЙ ЧЕЛОВЕКА, УЧИТЫВАЮЩАЯ ЭФФЕКТ РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Ю.А. Христофорова, И.А. Братченко, В.П. Захаров

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: strekoza__92@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Основной целью настоящей научной работы является изучение методов оптического контроля морфологии биотканей и исследование возможностей обнаружения патологических образований.

Задачами работы являются определение возможности оптической диагностики патологических образований и установление оптических характеристик отдельных слоев образований на основании проведения численных математических экспериментов, установление границ сходимости численных результатов, получаемых при расчетах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка оптических неинвазивных методов исследования биотканей и исследование возможностей их эффективного использования для оценки структурного состояния кожи в норме и при развитии патологий являются актуальной проблемой современной биомедицины. Разнообразие патологических образований кожи вынуждает искать новые подходы их определения и диагностики [1].

На сегодняшний день существуют различные методы, способные давать информацию о молекулярном строении тканей. Наиболее эффективным и точным среди них является рамановская спектроскопия [2]. Возможность проведения тестов биотканей *in vivo*, возможность быстрого анализа получаемых данных, неинвазивность и точность исследований, все это делает рамановскую спектроскопию несомненным лидером среди со-

временных методов доступных исследователям для анализа кожных образований.

Однако применение рамановской спектроскопии при проведении натурных экспериментов является процессом, требующим изучения и подготовки. Тот факт, что на сегодня исследователям доступно достаточно большое количество информации о различных образованиях и их оптических свойствах, позволяет произвести изучение патологий в модельных экспериментах. Модельное изучение процесса распространения лазерного излучения в рассеивающих средах (в нашем случае в биоткани) позволяет оценить различные условия проведения физического эксперимента и понять, как именно должен осуществляться контроль патологий в коже.

При проведении модельных экспериментов часто используются численные методы, позволяющие смоделировать прохождение отдельных фотонов сквозь исследуемую среду. Для решения задачи распространения оптического излучения в многослойных рассеивающих средах был использован метод Монте-Карло. Применительно к задаче распространения излучения в биологической среде метод Монте-Карло заключается в моделировании многократного прохождения модельных фотонов сквозь тестируемую среду [3]. При этом сходимость результата для случая плоскостной полугораниченной многократно рассеивающей среды обычно наблюдается при использовании числа тестовых квазичастиц (модельных фотонов) превышающего значение 10^6 [4]. Данное значение при расчетах было выбрано в качестве минимального необходимого порога при модельных расчетах в условиях плоской геометрии; контроль сходимости проводился дополнительно в случае наличия в модельной среде образований в виде тел вращения.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОКРОВНЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ С ОБРАЗОВАНИЯМИ

При рассмотрении конкретной задачи, а именно распространении излучения в коже человека, необходимо учитывать как особенности строения кожи, так и набор компонент, входящих в состав отдельных тканей. Наличие тех или иных веществ в составе клеток тканей определяет то, как проходящее излучение будет взаимодействовать с составляющими клеток, что в свою очередь задает оптические параметры биоткани на основании ее

клеточного состава [5]. Подбор оптических параметров для модели проводился так, чтобы максимально соответствовать среднестатистическим характеристикам кожного покрова человека с европейским типом кожи.

Таким образом, модель кожи человека была представлена в виде пятислойной (эпидермис, дерма с поверхностным сплетением сосудов, ретикулярная дерма, дерма с глубинным сплетением сосудов, гиподерма) планарной многократно рассеивающей среды, каждый слой которой характеризовался пространственно и спектрально зависимыми оптическими коэффициентами поглощения и рассеяния, которые выбирались на основании анализа экспериментальных данных работы [6].

Патологическое образование в модели было представлено в виде полусферы с оптическими характеристиками, соответствующими меланоме. Метастазы в виде сферического тела располагалась в поверхностных слоях кожи на расстоянии 5 мм от главной опухоли. Размеры метастаз варьиро-

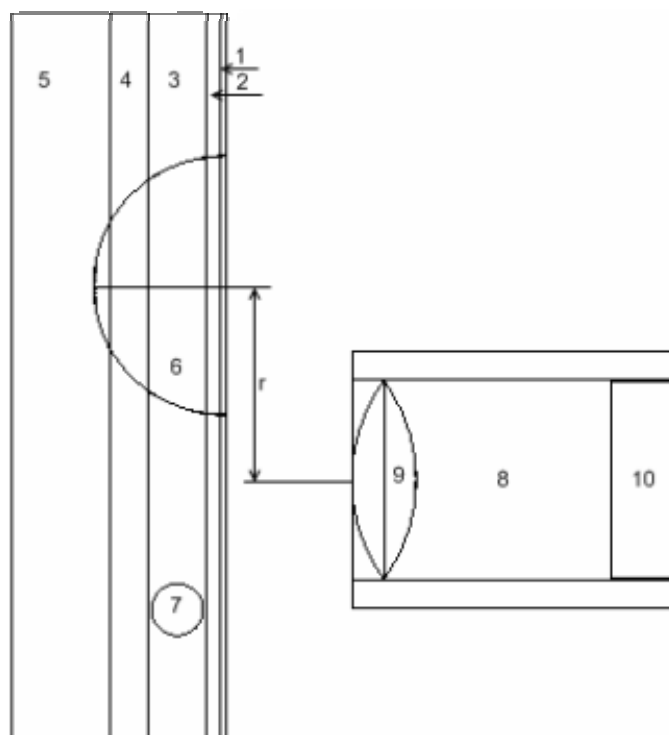


Рис. 1. Математическая модель кожи с образованием (1- эпидермис (толщина 0,1 мкм); 2-дерма с поверхностным сплетением сосудов (толщина 0,2 мкм); 3-ретикулярная дерма (толщина 0,9 мкм); 4- дерма с глубинным сплетением сосудов (толщиной 0,6 мкм); 5- гиподерма (толщина 1,6 мкм); 6- патологическое образование в коже; 7-метастаза; 8-оптический зонд; 9 – фокусирующая линза; 10- приемник; r - расстояние от центра опухоли до точки зондирования)

вались для каждого конкретного случая. Считалось, что неоднородности располагаются на поверхности и внутри кожи, пронизывая те или иные слои кожи в зависимости от величины новообразования путем замещения нормальных частей ткани на патологически измененные.

Моделирование зонда, подводящего и регистрирующего излучение, проводилось на основе анализа реально существующих регистрирующих излучение систем и выполнялось в виде двух соединенных оптических волокон, излучение которых фокусировалось линзой. В работе моделирование проводилось для случая использования лазерного излучателя с длиной волны $\lambda=785$ нм и шириной полосы излучения менее 0,1 нм. Следует отметить, что положение оптоволоконной системы менялось относительно вертикальной оси для изменения места зондирования. При этом $r=0$ мм соответствовало исследованию главной патологии, $r=3$ мм соответствовало исследованию участка нормальной кожи вблизи патологии, а $r=5$ мм соответствовало изучению участка кожи с метастазами.

2.2 АНАЛИЗ ПРОВЕДЕННЫХ МОДЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для определения возможности обнаружения образования в коже были проведены модельные эксперименты по определению спектра обратного рамановского рассеяния для модели нормальной кожи и кожи, содержащей патологии (включая метастазы). Проводились исследования рамановских сдвигов при зондировании участков кожи излучением с длиной волны $\lambda=785$ нм. Данные моделирования для здоровой кожи и кожи со злокачественным образованием (меланомой) представлены на рисунке 1.

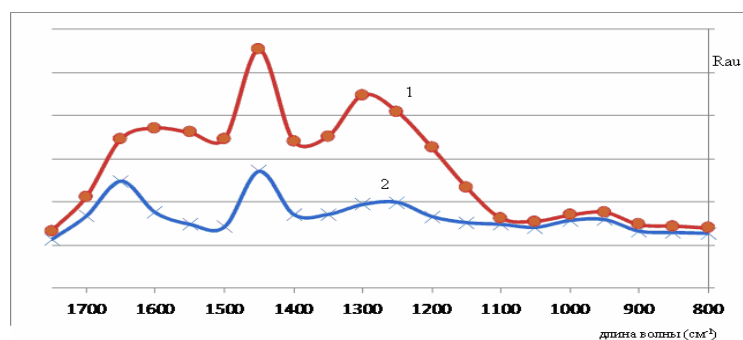


Рис. 2. Спектр рамановского сдвига при зондировании нормальной кожи (2) и участка кожи, содержащего меланому (1)

По форме спектра рамановского сдвига можно определенно заявить, что нормальная кожа и кожа, содержащая новообразование имеют существенно различный вид. Модельные данные показывают, что наиболее характерные пики рамановского смещения, на основании анализа которых можно определить наличие в коже новообразования – это 1270 , 1450 и 1650 см^{-1} . Отличия в величинах рамановского смещения в области 1650 см^{-1} для нормальной кожи и меланомы составляют около 65 %, в областях 1450 см^{-1} и 1250 см^{-1} - около 85%, что позволяет однозначно судить о наличии в коже того или иного образования [4].

Рассмотрение отношений локальных экстремумов в модельных спектрах рамановского рассеяния показывает, что обнаружение метастаз в пораженных участках кожи возможно при рассмотрении областей спектра 1450 и 1650 см^{-1} . При регистрации рамановского излучения в области кожи

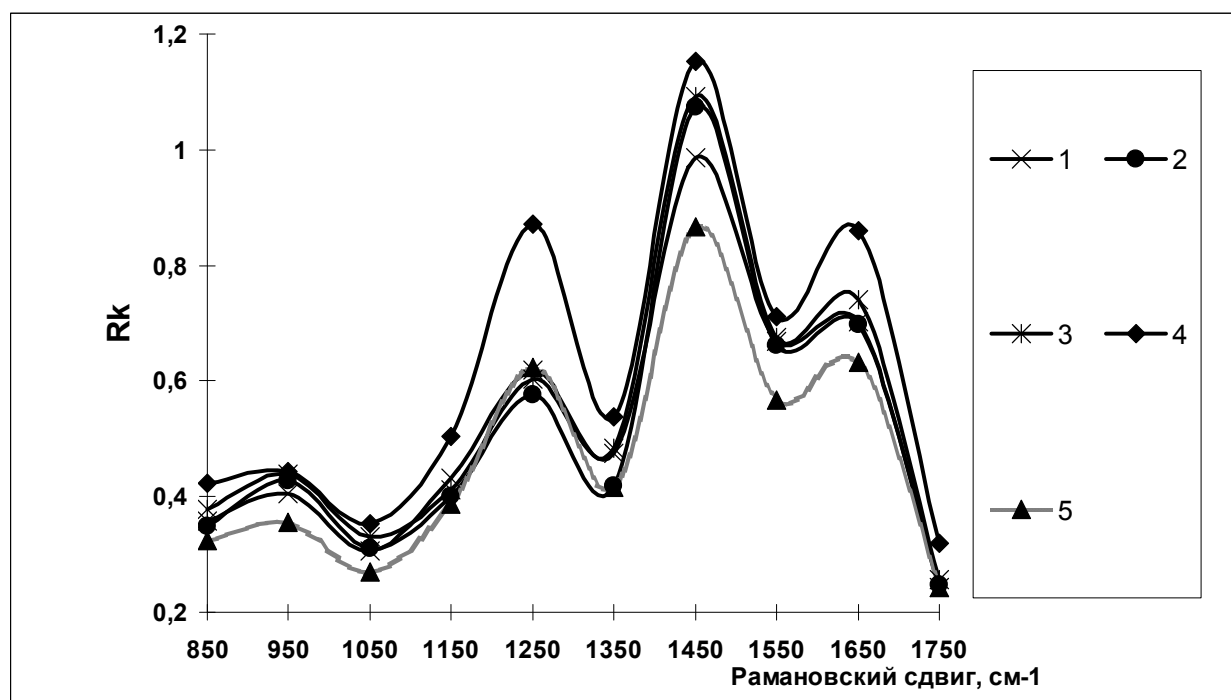


Рис. 3. Спектры обратного рамановского рассеяния для случаев различного положения регистрирующего зонда: 1 –кожа, содержащая меланому и метастазы радиусом 0,2мм ($r=3\text{мм}$); 2 – кожа, содержащая меланому и метастазы радиусом 0,2мм ($r=5\text{мм}$); 3- кожа, содержащая меланому и метастазы радиусом 0,4мм ($r=3\text{мм}$); 4- кожа, содержащая меланому и метастазы радиусом 0,2мм ($r=5\text{мм}$); 5- нормальная кожа

с метастазами (положение зонда при $r=5$ мм) различия между отношениями спектральной плотности интенсивности в выбранных участках для нормальной кожи и кожи с патологией составила 20% для области 1450 см^{-1} и 13% для области 1650 см^{-1} . При приближении зонда к опухоли ($r=3$ мм): 12% для 1450 см^{-1} и 10% для 1650 см^{-1} . Данные результаты были получены при работе с моделью кожи, содержащей метастазы диаметром 0,2 мм.

При проведении модельных экспериментов с моделью кожи, содержащей метастазы радиусом 0,4 мм, были получены нижеследующие результаты: при положении зонда $r=5$ мм интенсивность относительно нормальной кожи увеличилась на 25% для области 1450 см^{-1} , и 18% для области 1650 см^{-1} . При положении $r=3$ мм, для 1450 см^{-1} - 21% , для 1650 см^{-1} - 15%.

Существенные различия в величинах интенсивности рамановского рассеяния нормальной кожей и кожей с метастазами (10-25%) позволяют диагностировать наличие метастаз. С помощью метода рамановской спектроскопии возможно обнаружить даже такие небольшие образования, как метастазы радиусом 0,2 мм. При увеличении радиуса метастаз размер поврежденной области увеличивается, что приводит также к изменениям в спектре рамановского рассеяния - наблюдается увеличение характерных максимумов в спектре рамановского рассеяния на 100% и более по сравнению с уровнем нормальной кожи.

Увеличение значения интенсивности рамановского рассеяния в выделенных областях на 10-12% дает возможность определить наличие метастаз в том или ином участке кожи. Данный факт обусловлен тем, что наиболее значимым критерием наличия в коже образования является общее увеличение интенсивности комбинационного рассеяния R_k , что и приводит к изменениям в уровне интенсивности обратного рамановского рассеяния от исследуемого участка кожи.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе разработана и численно протестирована математическая модель взаимодействия оптического излучения с кожей человека. Данная модель включает в себя данные об оптических параметрах кожи и меланомы, а также их топологию. Моделирование наличия образований проводилось посредством помещения в модель кожи образований в виде полусферы ра-

диусом 2 мм на поверхности кожи, и более мелких метастаз в виде сфер, находящихся в толще кожи. Исследована зависимость интенсивности обратного рамановского рассеяния от размеров и удаленности метастаз от области основной опухоли. Показано, что спектр рамановского рассеяния кожи с меланомой имеет особенности в области 1250, 1450, и 1650 см^{-1} , что связано с изменениями во вторичной структуре белка, происходящей при замещении нормальных клеток патологически измененными.

На основе численных экспериментов показано, что наличие метастаз напрямую вносит вклад в значение спектральной плотности интенсивности обратного рамановского рассеяния: увеличение размеров метастаз приводит к увеличению спектральной плотности интенсивности рассеяния в выделенных полосах спектра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тучин В.В. Оптическая биомедицинская диагностика, Том 1 / В.В. Тучин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, -2007. – 560с.
2. Carey, P.R., *Biochemical Applications of Raman and Resonance Raman Spectroscopies*, Academic Press (1982)
3. Keller, M.D. *Monte Carlo model of spatially offset Raman spectroscopy for breast tumor margin analysis* / M.D. Keller, R.H. Wilson, M.A. Mycek, A. Mahadevan-Jansen // *Appl Spectrosc.* -2010. –V.64(6). –P.607-614.
4. В. П. Захаров, К. Ларин, И.А. Братченко, *Повышение информативности оптической когерентной томографии при диагностировании кожных патологий* 232, Вестник СГАУ, №2 (26), 2011 г.
5. Zhao, J. *Real-time Raman spectroscopy for non-invasive skin cancer detection - preliminary results* / Zhao J., Lui H., McLean D.I., Zeng H.// *Conf Proc IEEE Eng Med Biol Soc.* – 2008. – P.3107-3109.
6. Tuchin, V.V. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis* / V.V. Tuchin - SPIE Tutorial Text in Optical Engineering, -2000. -V2. -TT38.

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ

Е.С. Худякова, А.Н. Гребенчуков

*Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
(634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
e-mail: lenoliya@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований и численной аппроксимации спектральных зависимостей оптического поглощения в нелегированных кристаллах силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), подвергнутых термическому отжигу, а также ИК облучению. Обнаружены различия в спектральных зависимостях оптического поглощения и чувствительности к вакуумному отжигу и ИК засветке для кристаллов BSO, имеющих разное происхождение.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические и фотоэлектрические свойства фоторефрактивных кристаллов со структурой силленита определяются дефектными центрами, уровни которых расположены в запрещенной зоне. Эти центры с высокой концентрацией связаны с нарушениями структуры или стехиометрии, как считается в [1], а не только с легирующими и неконтролируемыми примесями, и приводят к появлению «плеча» поглощения в диапазоне $\lambda = 380 - 500$ нм [1]. Вариации стехиометрии кристаллов силленитов в результате отжига в вакууме и на воздухе приводят к изменениям параметров дефектных центров и изменениям в спектре оптического поглощения.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и численной аппроксимации спектральных зависимостей оптического поглощения в спектральном диапазоне 400 – 1100 нм в нелегированных кристаллах силиката висмута, подвергнутых отжигу в вакууме при температурах от 620 до 785 °С и последующему поэтапному отжигу в воздушной атмосфере в диапазоне температур 160 – 390 °С.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Методика эксперимента

В экспериментах использовалась серия образцов среза (100), нарезанных из двух пластин номинально нелегированного монокристаллического силиката висмута, выращенного методом Чохральского, с толщиной $d_1 = 0,75$ мм (образец типа 1) и $d_2 = 0,9$ мм (образец типа 2), имеющих различное происхождение. В ходе эксперимента образцы были подвергнуты отжигу в вакууме в диапазоне температур 620 – 785 °С в течение 30 мин и последующим этапам отжига в воздушной атмосфере в диапазоне температур 160 – 390 °С в течение 30 мин каждый. Образцы BSO, как неотожженные, так и отожженные, подвергались облучению импульсным лазерным излучением ($\lambda = 1064$ нм) со средней интенсивностью 235 мВт/см² в течение 15 мин. Спектры оптического пропускания в диапазоне 400 – 1100 нм регистрировались на спектрофотометре *Genesys 2* для исходного состояния кристалла, после отжига в вакууме и воздушной атмосфере, и после ИК-облучения.

2.2. Экспериментальные результаты

Спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ в исследованных образцах BSO типа 1 и типа 2 для исходного состояния представлены на рис. 1. Как видно из данного рисунка, имеются различия в спектрах оптического поглощения в образцах типа 1 и типа 2, заметные в диапазоне 390–500 нм. Эксперименты по исследованию вращения плоскости поляризации показали, что значения постоянных вращения для кристаллов BSO типа 1 и типа 2.

одинаковы и равны $\alpha_{\lambda 1} = 20$ угл.град/мм на длине волны $\lambda_1 = 632$ нм и $\alpha_{\lambda 2} = 30$ угл.град/мм для $\lambda_2 = 532$ нм.

После отжига в вакууме при температуре 720°С образца типа 1 наблюдается увеличение его оптического поглощения во всем исследованном диапазоне. Спектральные зависимости наведенных изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$, полученные вычитанием коэффициентов поглощения кристалла до и после отжига, для температуры отжига 720 °С представлены на рис. 2 (кривая 1). Увеличение температуры отжига до 785 °С привело к увеличению наведенных изменений в спектре оптического поглощения и появлению широкой полосы с максимумом при $\lambda = 450$ нм и зна-

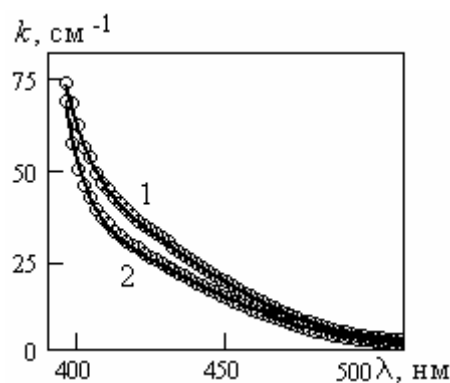


Рис. 1. Спектральные зависимости оптического поглощения в кристаллах BSO в исходном состоянии: 1 – образец типа 1, 2 – образец типа 2. Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

чением $\Delta k \sim 2 \text{ см}^{-1}$ при значении коэффициента поглощения на этой длине волны $k = 16 \text{ см}^{-1}$.

Исследования спектральных зависимостей коэффициента поглощения в образцах типа 2, подвергнутых отжигу в вакууме в диапазоне температур 620 – 680 °С, показали, что отжиг в вакууме не приводит к изменениям в оптическом поглощении. Облучение исходных образцов типа 1 импульсным излучением ($\lambda = 1064 \text{ нм}$) привело к уменьшению их оптического поглощения в диапазоне 400 – 550 нм, однако после отжига в вакууме они теряли чувствительность к ИК засветке. Образцы типа 2 на ИК засветку не реагировали, как в исходном состоянии, так и после отжига в вакууме.

Последующий отжиг в воздушной атмосфере образцов типа 1 привел к уменьшению изменений в оптическом поглощении. С увеличением температуры отжига от 160 до 350 °С интенсивность полосы поглощения при $\lambda \sim 450 \text{ нм}$ значительно снижается (рис. 2, кривые 2 и 3), и для области 500÷1100 нм наблюдается постепенное приближение к исходному спектру примесного поглощения.

Известно [1], что отжиг кристаллов силленитов в вакууме приводит к образованию вакансий кислорода и висмута, в то время как последующий отжиг на воздухе уменьшает концентрацию только кислородных вакансий. Можно предположить, что широкая полоса с максимумом на длине волны $\lambda \sim 450 \text{ нм}$, появляющаяся в спектре наведенных изменений в поглощении после вакуумного отжига, может быть связана с дефектами, обусловленными вакансиями кислорода. Последующий отжиг кристалла в воздушной

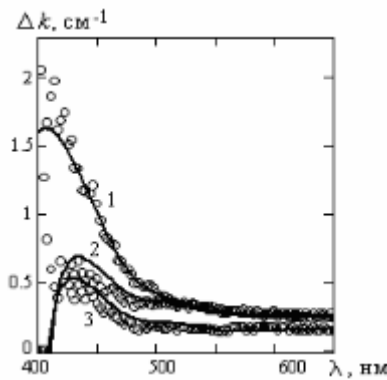


Рис. 2. Спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении в образце BSO типа 1: после отжига в вакууме при $T = 720\text{ }^{\circ}\text{C}$ (1) и после отжига в воздушной атмосфере при $160\text{ }^{\circ}\text{C}$ (2) и $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ (3). Круги – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

атмосфере приводит к насыщению его кислородом, и как следствие, к снижению поглощения в полосе, обусловленной значительным количеством кислородных вакансий. Полученные в экспериментах данные по отсутствию эффекта уменьшения оптического поглощения в образце типа 1 после засветки излучением с длиной волны $\lambda=1064\text{ нм}$ могут быть связаны с обеднением ионами Вi исследованного образца BSO при отжиге в вакууме. Кроме того, данный эффект просветления кристалла не наблюдался и после всех последующих этапов отжига в воздушной атмосфере.

3. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для аппроксимации экспериментальных зависимостей $k(\lambda)$ и $\Delta k(\lambda)$ мы учитывали вклад в примесное поглощение процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации E_I [2],

$$N(E_I) = \sum_n p_n \exp \left[-\frac{(E_n - E_I)^2}{\Delta E_n^2} \right], \quad (1)$$

где E_n и ΔE_n – параметры нормального распределения, а коэффициенты p_n учитывают заполнение центра n -типа электронами.

Кроме этого мы учитывали вклад в примесное поглощение внутри-центровых переходов, описывающихся кривыми Гаусса вида [3]

$$k1(\hbar\omega) = \sum_m kt_m \exp\left(\frac{-(E_m - \hbar\omega)^2}{\Delta E_m^2}\right), \quad (2)$$

где E_m и ΔE_m соответствуют центральной частоте $\omega_m = E_m / \hbar$ и спектральной ширине $\Delta\omega_m = \Delta E_m / \hbar$ для m -го перехода, а kt_m определяет вклад данного внутрицентрового перехода в оптическое поглощение.

Суммарный коэффициент поглощения для излучения с частотой ω может быть найден в виде интеграла

$$k(\hbar\omega) = k1(\hbar\omega) + \int_0^{\hbar\omega} SN(E_I) \frac{\sqrt{\hbar\omega/E_I - 1}}{(\hbar\omega/E_I)^3} \frac{1}{1 + \exp[(E_F - E_I)/k_B T]} dE_I + b_g \exp\left(\frac{-(E_g - \hbar\omega)}{\Delta E_p}\right), \quad (3)$$

где S – сечение фотоионизации глубокого центра; энергия E_F равна расстоянию от уровня Ферми до дна зоны проводимости; k_B – постоянная Больцмана и T – абсолютная температура. Третье слагаемое в выражении (3) описывает край фундаментального поглощения, подчиняющийся правилу Урбаха с шириной запрещенной зоны для BSO, составляющей величину $E_g = 3,25$ эВ [1].

Значения параметров модели в образцах типа 1 и типа 2 кристалла BSO, при которых получены расчетные зависимости, представленные на рис. 1 и рис. 2 сплошными линиями, приведены в таблицах 1 и 2.

Согласно численной аппроксимации получено, что в образце типа 2 в исходном состоянии практически отсутствуют вклады в поглощение внутрицентровых переходов и имеет место меньшее заполнение электронами

Таблица 1 Параметры модели для аппроксимации вклада внутрицентровых переходов в оптическое поглощение.

m	1	2	3	4	5	6
E_m , эВ	1,5	1,635	1,76	2,156	2,414	2,696
ΔE_m , эВ	0,010	0,074	0,1	0,32	0,155	0,282
kt_m (образец типа 1), см ⁻¹	0,063	0,051	0,054	0,021	0,29	0,03
kt_m (образец типа 2), см ⁻¹	0	0	0	0	0,109	0

Таблица 2 Параметры модели для аппроксимации вклада в оптическое поглощение переходов с глубоких донорных центров в зону проводимости.

n		1	2	3	4	5	Параметр Урбаха
E_n , эВ		0,818	1,22	1,602	1,947	2,7	3,25
ΔE_n , эВ		0,221	0,2	0,17	1,136	0,253	0,0782(1)
							0,062 (2)
$b_n = S \cdot p_n$ см ⁻¹ ·эВ ⁻¹	образец типа 1	3,36	0,096	1,85	2,98	331	186
	образец типа 2	0	0,448	0,048	1,116	289,4	206,3

глубоких центров, по сравнению с образцом типа 1. Спектральные зависимости вблизи края поглощения для обоих образцов описываются правилом Урбаха с параметрами, различающимися для образцов 1 и 2.

Расчеты показали, что с ростом температуры отжига в вакууме в образце типа 1 происходит увеличение заполнения электронами глубоких центров и уменьшение вклада внутрицентровых переходов в поглощение. Последующий отжиг в воздушной атмосфере приводит к уменьшению заполнения глубоких центров и уменьшению наведенных изменений в поглощении.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, отжиг в вакууме кристалла Bi₁₂SiO₂₀ (образец типа 1) при температурах от 620 до 785 °С приводит к увеличению коэффициента поглощения в спектральном диапазоне 400 – 1100 нм и появлению широкой полосы с максимумом на длине волны $\lambda = 450$ нм в спектре наведенных изменений в оптическом поглощении. Последующий отжиг в воздушной атмосфере при температурах 160 – 350 °С приводит к уменьшению наведенных изменений в этой полосе.

Обнаруженные различия в спектральных зависимостях оптического поглощения и в их чувствительности к вакуумному отжигу и ИК засветке для нелегированных кристаллов BSO, имеющих разное происхождение, могут быть связаны с их разной стехиометрией в исходном состоянии. Природа таких процессов и их возможный вклад в примесное поглощение в кристаллах силленитов требует дальнейшего изучения.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011) и при поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а). Авторы благодарят М.Г. Кистеневу за постановку задачи и С.М. Шандарова за полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А. и др. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. – 160 с.
2. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Иткин С.И., Мандель А.Е., Каргин Ю.Ф., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В. *Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм* // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 11. – С. 1027–1032.
3. Kisteneva M.G., Akrestina A.S., Shandarov S.M., Smirnov S.V. *Photo- and thermoinduced changes of the optical absorption in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals* // Journal of Holography and Specle. – 2009. – V. 5. – P. 1–6.

ДИФРАКЦИЯ ПОЛОГО ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНОГО ПУЧКА

Д.Ю. Черепко¹, Н.Д. Кундикова², И.И. Попков²

¹*Южно-Уральский государственный университет
(454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76)*

²*Институт электрофизики, Екатеринбург, Россия
e-mail: d.cherepko@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована дифракция полого цепочно-образного пучка на щели, определенно направление переноса энергии по сечению пучка.

1. ВВЕДЕНИЕ

Световые пучки различной структуры привлекают внимание исследователей благодаря их уникальным свойствам, которые представляют интерес, как с фундаментальной, так и прикладной точки зрения. Пучки со сложным распределением волнового фронта широко используются в физике, биологии и медицине. К сложным пучкам относят спиральные пучки [1], пучки с дробным топологическим зарядом, полые пучки, «цепочно-образные» пучки [2].

Наибольшее распространение получили пучки Бесселя и пучки Лаггера-Гаусса. Эти пучки являются пространственно инвариантными: они распространяются в свободном пространстве без изменения формы с точностью до масштаба [1]. Бездифракционная природа таких пучков обуславливает широкую область их применения.

Большой интерес представляют цепочно-образные пучки, возникающие в результате дифракции на бинарных зонных пластинках. В работах [2-3] проведено исследование свойств пучков, полученных при дифракции света на бинарной амплитудной дифракционной маске с двумя открытыми зонами Френеля. На оси пучков вдоль направления распространения наблюдаются области максимальной и минимальной интенсивности, что позволяет одновременно захватывать и манипулировать сразу несколькими частицами. Однако передача момента импульса в таких пучках от света к веществу невозможна.

Цепочно-образные пучки в работе [2] были получены экспериментально в результате дифракции пучка Гаусса на бинарной маске, дифракция пучка Бесселя на такой же бинарной маске приводит к генерации цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта [4]. Полный цепочно-образный пучок может быть использован для захвата и манипуляции частицами. Для определения движения частиц при захвате и манипуляции, необходимо знать направление переноса энергии в пучке. Исследование дифракции пучка полуплоскости или щели позволяет получить информацию о характере распространения энергии в исследуемом пучке.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование дифракции полого цепочно-образного пучка на щели.

2. ПОЛЫЙ ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНЫЙ ПУЧОК И ЕГО ДИФРАКЦИЯ НА ЩЕЛИ

Для получения полого цепочно-образного пучка пучок Бесселя первого порядка, полученный с помощью дифракции лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ на интерференционной маске, пропускаться через зонную пластинку размером $1 \times 1 \text{ см}^2$, радиус первой зоны Френеля $a = 0.96 \text{ мм}$ [4]. Распределение интенсивности по сечению полученного пучка представлено на рис. 1а. Для доказательства того, что экспериментально полученный пучок, действительно, обладает сингулярностью волнового фронта первого порядка, исследовалась интерференция исследуемого пучка и пучка Гаусса. На рис. 1б представлено изображение исследуемой интерференционной картины, как видно из рис. 1б, в центре интерференционной картины наблюдается «Y»-образная «вилка», которая свидетельствует о присутствии в пучке дислокации волнового фронта первого порядка.

На рис. 2 представлено распределение интенсивности пучка в направлении распространения (продольное распределение интенсивности пучка). Продольное распределение интенсивности получено в результате компьютерной обработки изображений распределения интенсивности в поперечном сечении, зарегистрированных в диапазоне расстояний от маски от 100 см до 200 см с шагом 1 см.

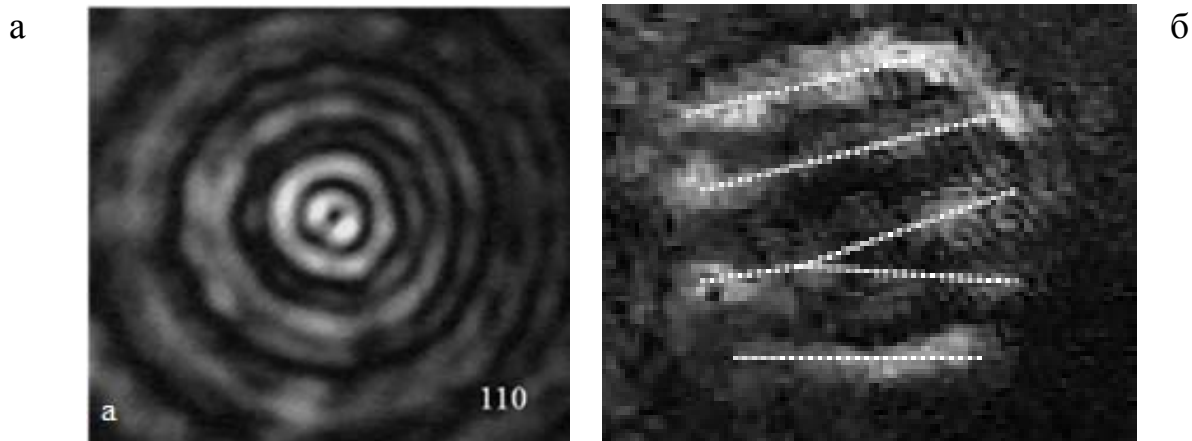


Рис. 1. Распределение интенсивности в экспериментально полученном пучке на расстоянии 110 см от зонной пластинки(а); изображение интерференционной картины, полученной при интерференции полого цепочно-образного пучка и пучка Гаусса(б)

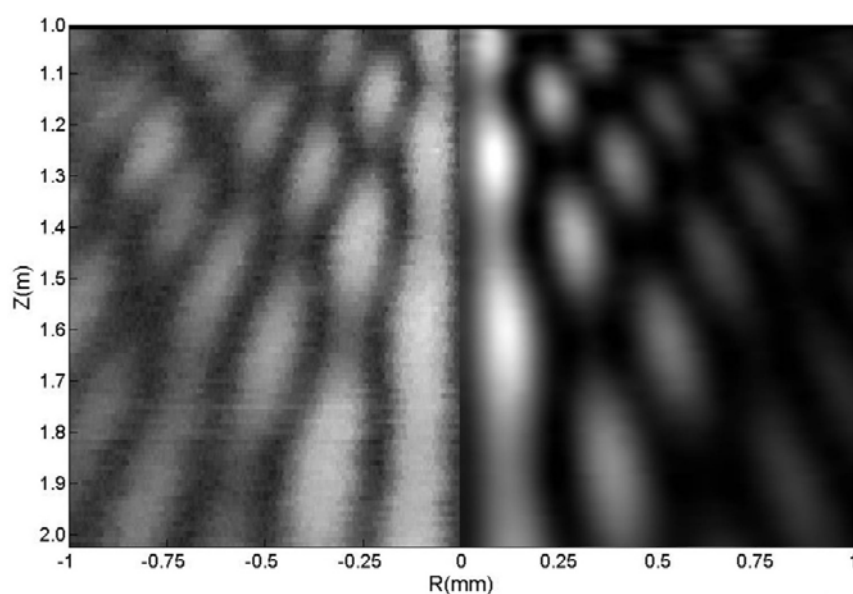


Рис. 2. Распределение интенсивности вдоль оси распространения полого цепочно-образного пучок. Эксперимент (левая часть изображения) и расчет (правая часть изображения)

Для исследования дифракции цепочно-образного пучка на щели было проведено численное моделирование дифракции для разной ширины щели и на разном расстоянии от зонной пластинки. Для проведения экспериментальных исследований ширина щели была выбрана равной 0,15 мм, и щель располагалась на расстоянии 145 см от зонной пластинки. Расстояние 145 см соответствует главному фокусу зонной пластинки.

На рисунке 3 представлены полученные экспериментально (а1-а3) и в результате компьютерного моделирования (б1-б3) поперечные распределения интенсивности в продифрагировавшем пучке на расстоянии от щели 5 мм (а1,б1), 11 мм (а2,б2) и 24 мм (а3,б3).

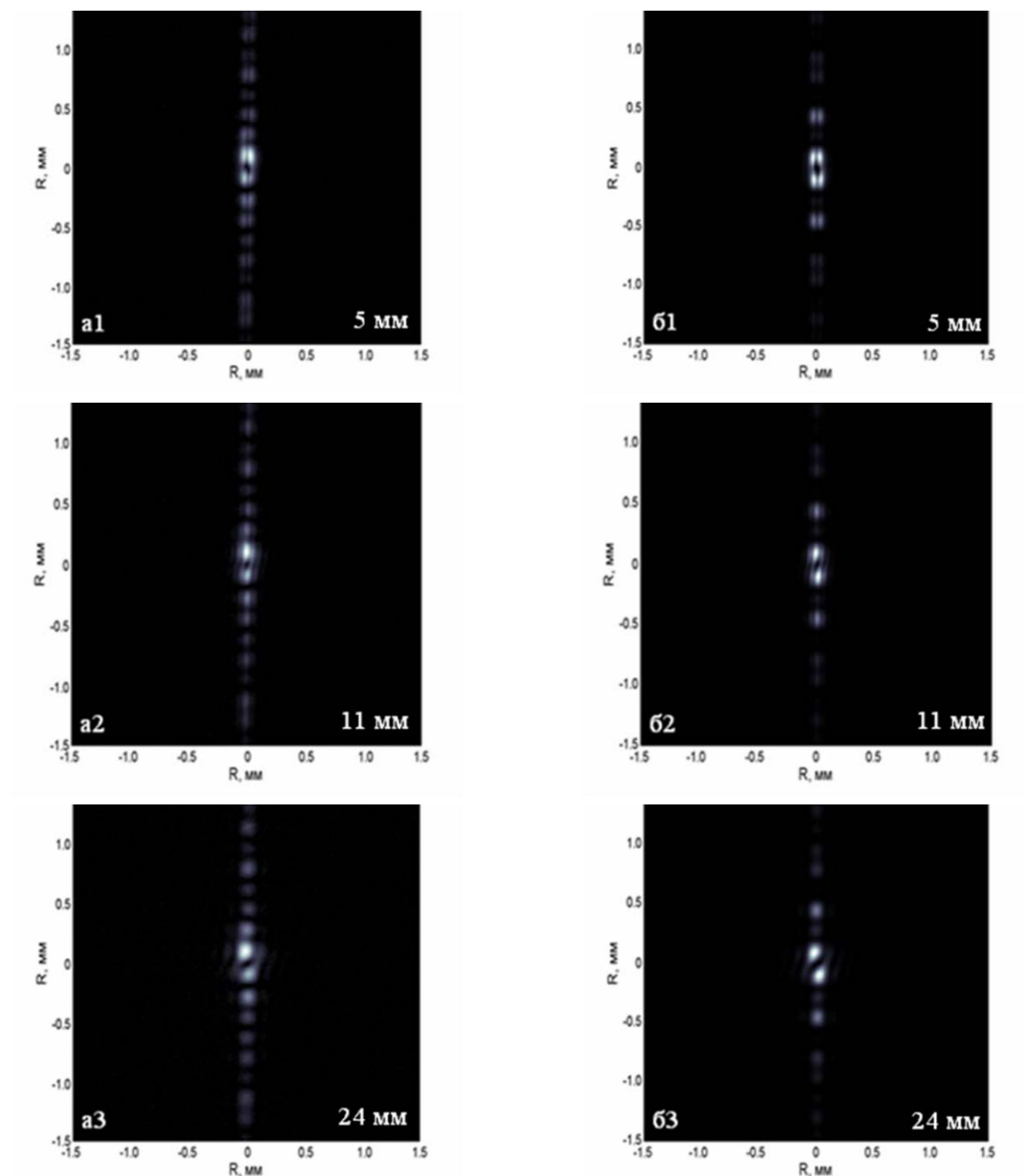


Рис. 3. Поперечные распределения интенсивности в продифрагировавшем пучке, полученные экспериментально (а1-а3) и в результате компьютерного моделирования (б1-б3,) на расстоянии от щели 5 мм (а1,б1), 11 мм (а2,б2) и 24 мм (а3,б3)

Аналогичные результаты были получены при размещении щели в других структурных областях полого цепочно-образного пучка.

Из представленных изображений видно, что дифракционная картина имеет несимметричный вид, в верхней части изображения наблюдается отклонение потока излучения влево, в нижней же части изображения световой поток отклоняется вправо. Такое поведение дифракционной картины свидетельствует о том, что энергия в исследуемом полом цепочно-образном пучке распространяется по спирали.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенного исследования дифракции на щели полого цепочно-образного пучка обнаружен несимметричный характер дифракции осесимметричного пучка, что свидетельствует о спиральном течении энергии при распространении полого цепочно-образного пучка в свободном пространстве.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. *Спиральные пучки света*// Успехи физических наук, 2004, Т.174, № 12, С. 1273-1300.
2. Кундикова Н.Д., Рыжкова А.В., Alieva T., Calvo M.L., Rodrigo J.A. *Экспериментальное создание и исследование структуры «цепочно-образных» пучков*// Оптика и спектроскопия, 2008, Т.104, № 5, С. 834-838.
3. Calvo M.L., Rodrigo J.A., Alieva T. *Generation of chain like beams*// Proc. SPIE, 2006, V.6027, P. 60270Z.
4. Cherepko D., Kundikova N., Popkov I., Alieva T. *Chain-like beams with phase singularity*// Proc. SPIE, 2011, V.8011, P. 80115Y.

МЕТОД ТРАНСФЕР-МАТРИЦ В ОПИСАНИИ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СО СЛОИСТЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

С.В. Чехонина

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: ruzelpina@bk.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе построены интерполяционные функции для оптических констант золотой нанопленки. Эти функции использованы в расчетах усиления электромагнитного излучения на поверхности золотой пленки методом трансфер-матриц.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется необходимость в создании устройств для быстрой передачи и обработки данных. Сейчас мы наблюдаем прогресс в области миниатюризации устройств. Оптические соединения обладают почти неограниченными информационными емкостями, и на их основе могут быть найдены решения, позволяющие обойти существующие сложности электронных микросхем.[1,2] Устройства на поверхностных и локализованных плазмонах представляются очевидными кандидатами для успешного решения актуальных проблем. [3]

Целью работы является исследование особенностей прохождения света в слоистых наноструктурах и расчет коэффициента отражения. В настоящей работе решаются следующие задачи:

- 1) построение интерполяционной функции для комплексной диэлектрической проницаемости золота;
- 2) проведение расчетов коэффициента отражения методом трансфер-матриц в слоистой наноструктуре стекло-золото-воздух с использованием построенной интерполяции оптических констант.

Новизна исследования: проведен расчет электромагнитного отклика золотой нанопленки методом трансфер-матриц с использованием диэлектрической проницаемости золота, которая является результатом интерпо-

ляции результатов эксперимента по измерению оптических констант. В рамках этого формализма найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения и толщины пленки в слоистой структуре стекло-золотая нанопленка-воздух.

2. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Оптические свойства металлов можно описать комплексной диэлектрической проницаемостью, которая зависит от частоты света. В металле наличие электрического поля приводит к перемещению $\vec{r}$ электрона, которое связано с дипольным моментом $\vec{\mu} = e\vec{r}$. Суммарный эффект от отдельных дипольных моментов всех свободных электронов проявляется в макроскопической поляризации на единицу объема: $\vec{P} = n\vec{\mu}$, где n — число электронов в единице объема. [1,2]

Макроскопическую поляризацию можно выразить в виде:

$$\vec{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi_e(\omega) \vec{E}(\omega)$$

где χ_e - диэлектрическая восприимчивость металла. Зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость металла связана с восприимчивостью

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi_e(\omega)$$

В рамках теории Друде комплексную диэлектрическую проницаемость можно рассчитать [4]:

$$\varepsilon_{Drude}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega},$$

где $\omega_{pl} = \sqrt{ne^2 / me_0}$ - плазменная частота металла, $\Gamma = v_F / l$, v_F - скорость Ферми, l - длина свободного пробега электрона.

Модель Друде-Зоммерфельда довольно точно описывает оптические свойства металлов в инфракрасном диапазоне. Обобщением этого результата на более широкую область спектра с учетом отклика связанных электронов является формула:

$$\varepsilon_{Interband}(\omega) = 1 + \frac{\tilde{\omega}_{pl}^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega}, \quad \omega_0 = \sqrt{\alpha / m}$$

Здесь α - постоянная упругости потенциала, m - эффективная масса связанного электрона, $\tilde{\omega}_{pl} = \sqrt{\tilde{n}e^2 / me_0}$ - частота, введенная по аналогии с

плазменной, $\tilde{n}$ -плотность связанных электронов, γ -коэффициент релаксации [2].

Джонсоном и Кристи получен график зависимости диэлектрической проницаемости (вещественной и мнимой частей) от длины волны падающего излучения[5]. На длинах волн больше 650 нм поведение диэлектрической проницаемости явно следует модели Друде. На длинах волн меньше 650 нм начинают играть роль межзонные переходы [6]. Можно смоделировать форму кривой, которая объединяет вклады свободных электронов и межзонных поглощений и которая будет лучше описывать экспериментальные данные. Но в этом случае расхождение с экспериментальными данными в области длин волн меньше 500 нм не устраняется. [2].

3. ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В СЛОИСТЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

В настоящей работе с помощью пакета MATHEMATICA по экспериментальным данным построена интерполяционная функция вещественной и мнимой части диэлектрической проницаемости золота. Экспериментальные данные оптических констант были взяты из работы[5].

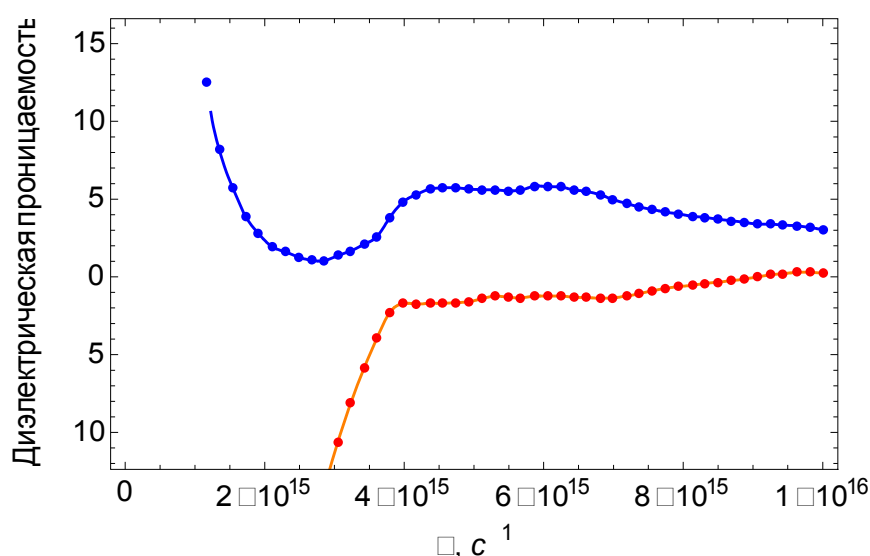


Рис. 1. График зависимости интерполяционных функций диэлектрической проницаемости золота от частоты падающего излучения. Сплошная синяя линия иллюстрирует полученную в работе диэлектрическую интерполяционную функцию мнимой части диэлектрической проницаемости золота. Сплошная красная — вещественную часть диэлектрической проницаемости. Экспериментальные данные [6] на кривых обозначены точками

Интерполяционная функция диэлектрической проницаемости (вещественная $\text{Re}[\varepsilon]$ и мнимая $\text{Im}[\varepsilon]$ части) определена на интервале частот $9.7 \times 10^{14} \text{ с}^{-1} < \omega < 1.00095 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$.

Вывод: Из Рис. 1 можно видеть, что построенная функция максимально близко к экспериментальным данным описывает поведение диэлектрической проницаемости золота при изменении частоты падающего излучения в указанном выше диапазоне.

В рамках данной работы рассмотрено образование поверхностных плазмон-поляритонов при прохождении электромагнитной волны через слоистую структуру: стекло-золотая нанопленка – воздух.

Введем обозначения: E_0^+ – амплитуда падающей волны, E_0^- – амплитуда отраженной волны, E_2^+ – амплитуда прошедшей волны, d – толщина нанопленки, $\kappa_i = \frac{k_{i-1,z}}{k_{i,z}}$, $\eta_i = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_{i-1}}$, k_i и ε_i – волновое число и диэлектрическая проницаемость в среде с номером i , ω – частота падающего излучения.

Подобно работе [8] с использованием трансфер-матричного подхода:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = T_{0,1} \Phi_1 T_{1,2} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$T_{0,1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \kappa_1 \eta_1 & 1 - \kappa_1 \eta_1 \\ 1 - \kappa_1 \eta_1 & 1 + \kappa_1 \eta_1 \end{pmatrix}, \Phi_1 = \begin{pmatrix} e^{-ik_{1,z}z-d} & 0 \\ 0 & e^{ik_{1,z}z-d} \end{pmatrix}, T_{1,2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \kappa_2 \eta_2 & 1 - \kappa_2 \eta_2 \\ 1 - \kappa_2 \eta_2 & 1 + \kappa_2 \eta_2 \end{pmatrix},$$

найден коэффициент отражения, определяемый формулой $R(\omega, k_x) = \frac{|E_0^-|^2}{|E_0^+|^2}$.

С помощью пакета MATHEMATICA проведен расчет зависимости коэффициента отражения от частоты падающего излучения и толщины золотой пленки.

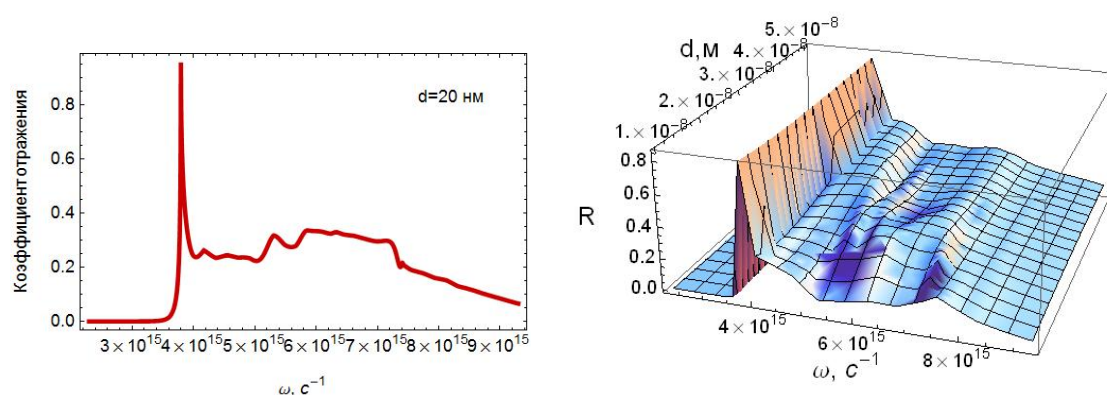


Рис. 2. График зависимости коэффициента отражения от частоты падающего излучения, при проникновении волны из золота в воздух

Вывод: Полученный график в настоящей работе пригоден не только для качественного (работа [8]), но и для численного описания плазмонного резонанса в слоистых наноструктурах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрено возникновение плазмон-поляритонного резонанса в слоистых наноструктурах.

1. В рамках метода трансфер-матрицы построена математическая модель плазмонного резонанса в структуре диэлектрик-металл-диэлектрик с использованием интерполяционной функции оптических констант.

2. Найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения в слоистой структуре: стекло-золотая нанопленка-воздух.

Эти результаты позволяют применить метод трансфер матриц к описанию поверхностных плазмонных волн, возникающих в современных наноструктурных материалах. Полученные результаты соответствуют результатам других теоретических исследований, опубликованных в открытой печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2010. 480 с.
2. Novotny L., Hecht B. Principles of Nano-Optics, Cambridge University Press, 2006. P. 539.
3. Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д. Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам // Квантовая Электроника. 2009. Т.39, № 8. С. 745-750.
4. Oramoto T, in Near-field Optics and Surface Plasmon Polaritons/ Topic in Applied Physics. V. 81. P. 97-122, Springer, 2001.
5. Johnson P. B. and Christy R. W. Optical constants of the noble metals// Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370-4379.
6. Sonnichsen C. Plasmons In Metals Nanostructures. – Gottingen: Cuvillier Verlag, 2001.
7. Этуотер Г. Информационные технологии. ПЛАЗМОНИКА //В мире науки. 2007. № 8. С. 96-100.
8. Чехонина С. В. Исследование плазмон-поляритонного резонанса методом трансфер матриц// Известия Самарского научного центра РАН, т. 14, №4, 2012 С. 232-235.

КОСМИЧЕСКОЕ ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ РАКА

Е.В. Шиндякин, А.Н. Малов

ГБУЗ «Иркутский Областной Онкологический Диспансер»

(664035, Иркутск, ул. Фрунзе, 32)

e-mail: shindyakin@km.ru

АННОТАЦИЯ

Критически рассмотрена квантовая теория ракового заболевания, предложенная О.И. Елисеевой и Е.В. Алексеевой [1]. Показана несостоятельность данной теории.

Околонаучная литература получает всё большее распространение среди рядовых читателей. Однако оценка этих книг весьма неоднозначна. Они могут в доступной форме донести до читателя сложный материал, но могут и давать ложную информацию. В данной работе рассматривается книга «Почему человек болеет раком. Квантовая теория рака. Новые подходы в лечении» О.И. Елисеевой и Е.В. Алексеевой [1]. В ней описана «квантовая теория рака».

По словам авторов данная теория основана на воздействии на организм человека двух факторов – космического излучения (мазерное излучение Вселенной и Солнца) и внедрившейся микрофлоры и фауны.

Лазерное (мазерное) излучение по современным данным данным может существовать во Вселенной [2]. Но при любых мощностях такого излучения от галактических источников, на поверхности Земли его мощность пренебрежимо мала и не может сказываться на процессах жизнедеятельности. Можно сказать, что напряженность электрической компоненты такого излучения заведомо меньше 1 аттоВольта на метр, тогда как электрическое поле Земли составляет при нормальных условиях около 100 В/м. Лазерное излучение Солнца вообще не имеет места- оно есть чисто тепловой источник и о резонаторе, формирующем вынужденное излучение, не может быть и речи.

Микрофлора и фауна, по словам авторов, эволюционно закреплены в плазме крови человека. Раковое заболевание позиционируется как инфекционное заболевание. В состав этой сложной инфекции входят растительная клетка диатомовая водоросль, хищный несовершенный гриб и клубеньковая бактерия. Хищный несовершенный гриб в симбиозе с клубеньковой водорослью обнаруживался в крови у больных раком людей.

Своими продуктами жизнедеятельности эти бактерии видоизменяют материю плазмы крови, чем повышают чувствительность крови к излучению, которое стимулирует активное развитие микроорганизмов.

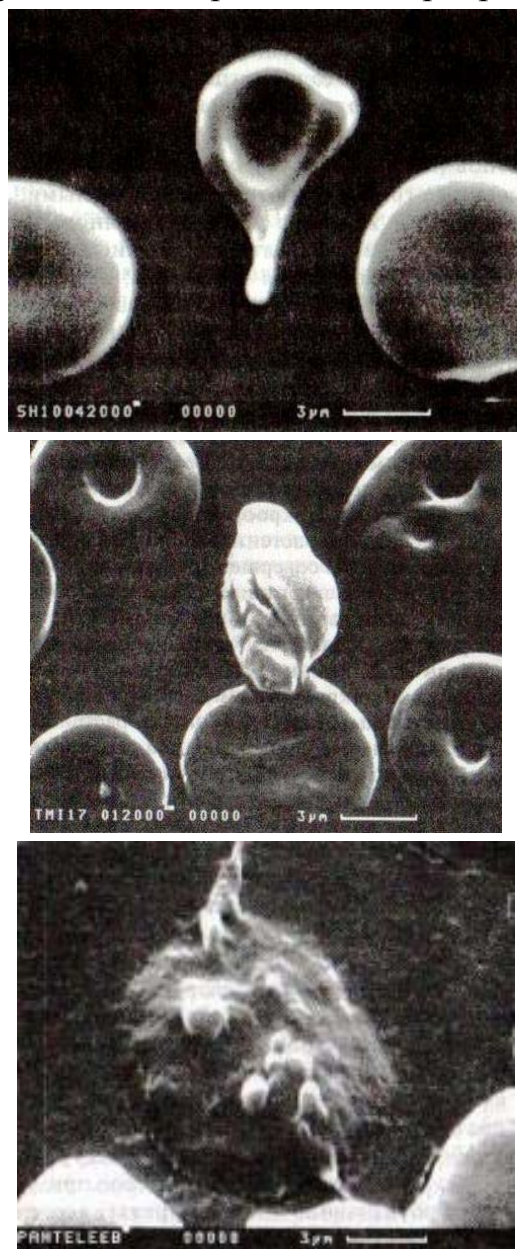


Рис. 1. Микрофотографии хищного несовершенного гриба, диатомовой водоросли, и клубеньковой бактерии

продуктами жизнедеятельности эти бактерии видоизменяют материю плазмы крови, чем повышают чувствительность крови к излучению, которое стимулирует активное развитие микроорганизмов.

Авторы не в курсе, что для обнаружения гриба и бактерии методами сканирующей электронной микроскопии используются графитовые реплики, т.е. копии белковых препаратов. Вполне возможно, что приводимые ими в качестве доказательств микрофотографии являются артефактами, возникшими на стадии приготовления препаратов.

В крови человека по их мнению роль антенны для приёма волн выполняют молекулы гидроксила ОН («резонаторы космической индукции»). Эти резонаторы могут способствовать разложению воды с образованием одного остатка ОН, в результате чего на пути распространения луча возникают различные квантовые эффекты.

В плазме крови могут создаться условия, при которых будут накапливаться ионы и свободные электроны. Они повышают магнитную активность плазмы крови, увеличивая её вязкость. Происходит постепенный переход плазмы крови в новое квантовое состояние, которое нарушает всю гармонию организма. Плазма представляется читателю в виде жидкой составляющей крови, которая содержит положительно и отрицательно заряженные ионы и небольшое количество свободных электронов. Она является средой для записи голографической матрицы, которая хранит информацию о квантовом состоянии крови и об её составе (информационное поле болезни). По этим голограммам под воздействием мазерного излучения впоследствии восстанавливается состояние крови.

При этом остается непонятным – что есть опорная и предметная волны и на чем пишется голограмма. Кроме использования красивых слов от «голографии» физического смысла в подобных рассуждениях нет вовсе.

Плазма крови является квантовой системой, от которой зависит общее состояние организма. Зарождение болезни связано с изменением частоты колебания плазмы крови человека как материи, наиболее активно воздействующей с космическим мазерным излучением и связанной с любым органом человека. Плазма подвергается воздействиям, которые совершают колебательные движения материи, что со временем приводит к изменению собственного колебательного режима органа, что приводит к болезни.

Восстановление колебательного режима органа происходит с помощью технических средств по методикам «квантовой медицины» (воздействие резонансной электромагнитной волны). При этом авторы используют некогерентное излучение, чтобы не создавать голограмм в плазме крови. Под таким воздействием аномальный участок материи выбывает из единого квантового состояния, преобразуется в макрообъект и впоследствии утилизируется самим организмом. Уменьшается грибковая и водорослевая микрофлора: не наблюдается её массовое размножение и эритроциты постепенно принимают свою привычную форму. Волна, прошедшая через организм, при «квантовой терапии» несёт в себе информацию о свойствах среды, через которую прошла. По этим данным ставят диагноз.

Для лечения раковых заболеваний авторы предлагают использовать новый комбинированный подход: «квантовая терапия» в сочетании с химическими препаратами, не изменяющими «волновые свойства плазмы крови». Надо полагать, что под «квантовой терапией» О.И. Елисеева и Е.В. Алексеева имеют в виду лазеры, а «волновые свойства плазмы крови» и не обсуждаются.

Очевидно, что данная теория построена на ошибочных фактах. Это рождает уверенность в непрофессионализме авторов «Квантовой теории рака» как в области медицины, так и в области физики.

Широко известно, что кровь человека является асептической жидкостью, и наличие в ней микроорганизмов вызывает септический шок. Кровь содержит некоторое число катионов и анионов. Они определяют электролитические свойства.

Плазма крови на 90 - 91% состоит воды, 6,5 - 8% составляют белки, остальные 2% - низкомолекулярные вещества. Определение плазмы крови, представленное в книге, соответствует определению ионосферной плазмы. Соответственно плазме крови приписаны свойства ионосферной плазмы. Данное суждение не может восприниматься всерьёз, так как содержание катионов и анионов в крови человека и содержание заряженных частиц ионосферы совершенно несоизмеримо.

Утверждается, что космическое излучение входит в резонанс с кровью человека. Резонанс возникает при совпадении частоты внешнего излучения и частоты собственных колебаний системы. Длина волны космического мазера, работающего на волне линии гидроксила ОН равна 18 см. При

этом длина волны гидроксила ОН в теле человека 21 см. Несовпадение более чем очевидно и ни о каком резонансе говорить нельзя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При прочтении этой книги становится ясно, что данная квантовая теория ракового заболевания не является верной ни с точки зрения медицины, ни с точки зрения физики. Это может быть очевидно для людей, разбирающихся в этих сферах. Но большинство читателей подобной литературы не имеют внятного представления ни об основах квантовой физики, ни об основах физиологии и медицины. Это приводит к тому, что подобные лженаучные теории получают широкое распространение в обществе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеева О.И., Алексеева Е.В. Почему человек болеет раком. Квантовая теория рака. Новые подходы в лечении. М.: АСТ, 2007, 192с.
2. Летохов В.С. *Лазерный эффект в космосе*// УФН, 2002, № 12, С.1468-1470

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЗС-МАТРИЦЫ

Т.И. Эрматов, М.Д. Таранюк

*Санкт-Петербургский Государственный Университет
Аэрокосмического Приборостроения
(190000, г. Санкт-Петербург, ГУАП, ул. Большая Морская, 67)
e-mail: aharich@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В этой работе будут рассмотрены теоретические основы классической и цифровой голографии, а также цифровой процесс записи голограммы с помощью ПЗС-матрицы. В ходе эксперимента будет построена оптимальная схема лабораторной установки, и получены необработанные изображения интерференционной картины.

1. ВВЕДЕНИЕ

С развитием компьютерных технологий и полупроводниковых приёмников излучения стало возможным записывать голограммы с помощью приборов с зарядовой связью (ПЗС-камеры) в цифровой форме. Использование цифровой голографии открывает широкие возможности для качественного и более точного количественного анализа свойств объектов, таких как смещение точек поверхности при анализе деформаций, определение формы предмета, измерение показателя преломления в прозрачных средах, исследование траекторий частиц, микроскопия.

2. ОСНОВЫ КЛАССИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

Голография — это метод получения объёмного изображения объекта, основанный на интерференции волн. Используя принцип Гюйгенса-Френеля можно восстановить картину волнового поля, образованного электромагнитной волной, в любой момент времени и в любой точке пространства, записав распределение амплитуд и фаз световых волн на произвольной поверхности или ее части [1].

Рассмотрим простейший пример (Рис. 1.). Волна 1, предметная, распространяется под углом Q' к перпендикуляру, восстановленному к плос-

кости(A)[2]. Волна 2, опорная, распространяется перпендикулярно этой поверхности. В результате взаимодействия этих волн на плоскости будет наблюдаться интерференционная картина. Пространственный период этой картины, или расстояние между максимумами (минимумами), определяется разностью хода между участками волнового фронта в волнах 1 и 2. Расстояние между максимумами:

$$D = y_n - y_{(n-1)} = \lambda / \sin Q \quad (1)$$

Поместим в плоскости (A) фотопластинку и засветим ее. При правильном выборе экспозиции и режима обработки (проявление и закрепление) мы получим на пластинке изображение интерференционных равностоящих полос с большим пропусканием света в минимумах картины и меньшим в максимумах. Полученный фотоснимок представляет собой дифракционную решетку с периодом d . Осветим эту решетку опорным излучением (волна 2) В результате дифракции опорного пучка на решетке с синусоидальным пропусканием возникают несколько волн. При этом нас интересует только одна волна, которая дифрагирует в направлении, соответствующем главному максимуму дифракции ($m = 1$). Ее направление определяется условием

$$D \sin Q = \lambda \quad (2)$$

Сравнение (1) с выражением (2) для периода дифракционной решетки дает $Q' = Q$. То есть свет на нашей решетке дифрагирует под углом Q' , что аналогично восстановлению предметной волны.

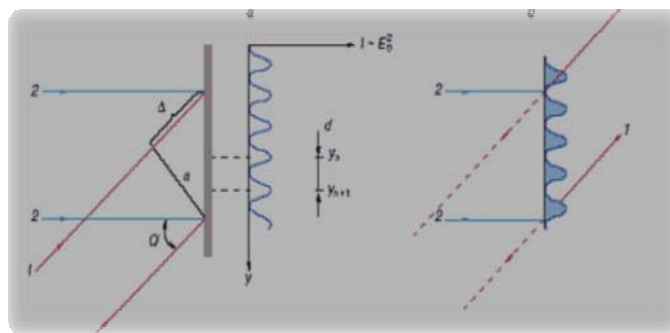


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления плоской волны (б): 1 - предметная волна, 2 - опорная волна Q' - угол падения предметной волны, A - плоскость фотопластинки, d - расстояние между максимумами интерференционной картины, y_n , y_{n-1} - координаты максимумов по оси y

3. ОСНОВЫ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Современный уровень развития компьютерных технологий и электронной записи изображений, таких, как камеры с ПЗС-матрицами, позволил отказаться от использования голографических пластин и физического восстановления голограмм. Этот метод получения голограмм известен как цифровая голография, которая предлагает не только большой потенциал для быстрого, точного и полного 3D-захвата и отображения объектов, а также для их количественных измерений. Отсутствие, каких бы то ни было химических или других трудоемких процессов, используемых в классической голографии, означает, что цифровые голограммы могут быть получены, практически, в режиме реального времени, всё лишь будет зависеть только от быстродействия камеры и продолжительности численного реконструкции, выполненной на компьютере.

В цифровой голографии требуется соблюдение условий теоремы отсчетов (критерия Найквиста) на всей площади ПЗС-матрицы. Размер пикселя ограничивает максимальный угол интерференции вторичных сферических волн от каждой точки объекта и опорной волны согласно условию[3].

4. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

4.1. Выбор матрицы

Физические принципы голографии, в частности опыт Юнга и критерий Найквиста, накладывают ограничения на выбор и использование соответствующей ПЗС-матрицы.

Критерий Найквиста определяет связь между периодом интерференционной картины и размером пикселя ПЗС-матрицы. Для точной регистрации интерференционной картины на один её период должно приходиться два пикселя ПЗС-матрицы.

$$i \geq 2d \quad (3)$$

i – период интерференционной картины, d – размер пикселя.

Период интерференционной картины рассчитывается, исходя из опыта Юнга, и определяется формулами:

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (4)$$

λ – длина волны лазера, θ - угол между опорным и объектным пучками.

Так как длина волны лазерного пучка постоянна, то влияние на период интерференционной картины оказывает только угол между опорным и объектовым пучками. Зная пределы, в которых лежит этот угол, мы можем рассчитать период интерференционной картины, получающейся на матрице. С одной стороны, маленькое значение угла сложно реализовать на практике, а при больших значениях углов, период интерференционной картины получается слишком малым для его регистрации пикселями ПЗС-матрицы.

В ходе поиска было установлено, что фотоаппарат PENTAX Q удовлетворяет всем требованиям эксперимента.

Так при размере матрицы $6,12 \times 4,51 \text{ mm}$ количество эффективных пикселей составляет 12,4 Мрх. Найдем площадь матрицы:

$$S = 6,12 \times 4,51 = 27,601 \text{ mm}^2$$

Зная площадь матрицы, найдём площадь отдельного пикселя:

$$S_p = S/n = 27,601/12,4 = 2,226 \text{ } \mu\text{m}^2$$

n – количество пикселей.

От площади пикселя перейдём к его размеру:

$$d_p = \sqrt{S_p} = \sqrt{2,226} = 1,492 \text{ } \mu\text{m}$$

Используя критерий Найквиста, получаем, что минимальный период интерференционной картины должен равняться $2,984 \text{ } \mu\text{m}$.

Это условие достигается при значении угла между опорным и объектовым пучками в 12° .

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \frac{0,633}{2 * \sin(6^\circ)} = 3,029 \text{ } \mu\text{m}$$

Сравним полученные значения с условием (3):

$$3,029 \text{ } \mu\text{m} \geq 2,982 \text{ } \mu\text{m}.$$

Это соответствует требованию эксперимента.

4.2. Описание лабораторной установки

Источником излучения является гелий-неоновый лазер Siemens LGK7634. Длина волны лазерного излучения, как было указано выше, составляет 633 мкм. Максимальная выходная мощность – 5 мВт.

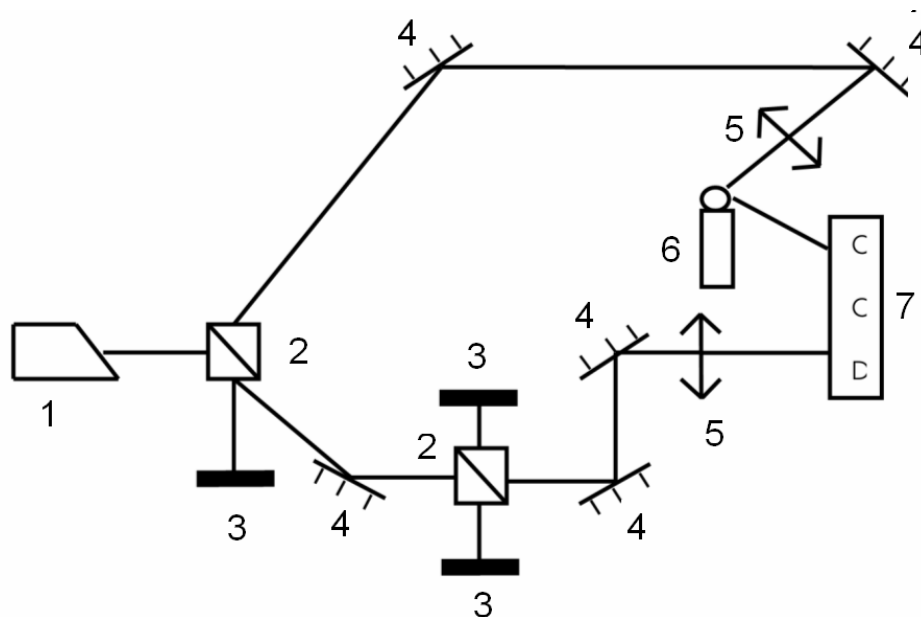


Рис. 2. Схема лабораторной установки. 1 – лазер, 2 – светоделитель (призма), 3 – светопоглощающий экран, 4 – зеркало, 5 – линза, 6 – объект, 7 – ПЗС-матрица

Объектом в эксперименте является небольшой металлический шар. Выбранный объект обладает высоким коэффициентом отражения, что позволяет эффективно регистрировать отраженный сигнал на ПЗС-матрице.

В качестве оптических делителей лазерного излучения используются призмы.

Для изменения траектории лазерных лучей используются оптические зеркала фирмы Newport. Эти зеркала имеют минимальные коэффициенты поглощения и преломления, а также рассчитаны для работы в требуемом диапазоне длин волн.

Для управления шириной лазерных пучков используются линзы фирмы Newport. Для различных объектов выбираются соответствующие типы линз, так как необходимо добиться полной освещенности объекта и равенства опорного и объектного пучков, падающих на ПЗС-матрицу. В данной лабораторной установке использовались две линзы. Для опорного луча – сферическая двояковыпуклая линза KBX043 с диаметром 25,4 мм и фокусным расстоянием 19 мм. Для объектного – сферическая плоско-выпуклая линза KPX076 с диаметром 25,4 мм и фокусным расстоянием 25,4мм.

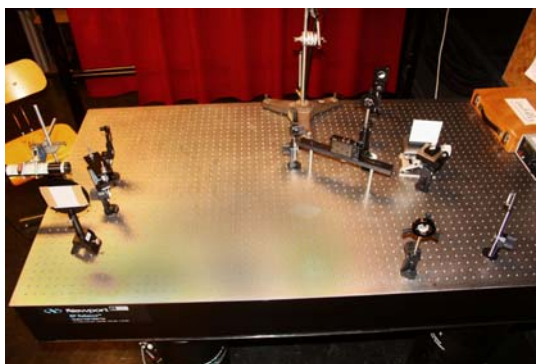


Рис. 3. Собранная лабораторная установка

4.3. Описание эксперимента

После сборки лабораторной установки приступаем к её настройке. Для начала с помощью зеркалотрегулируем длины оптических путей объектного и опорного пучков. Затем, с помощью транспортира, выставляется угол между опорным лучом и лучом, отраженным от объекта. Этот угол был рассчитан в пункте 2.1. и составляет $\sim 12^\circ$.

Выходной пучок лазера попадает на первый оптический делитель – призму. Она делит этот луч на три, самый мощный из них (90%) используется в качестве объектного пучка. Один из отраженных (5%) используется как опорный луч в дальнейшем. Третий луч поглощается на светопоглотителе. Такое отношение мощностей между опорным и объектным лучами необходимо для их приравнивания на ПЗС-матрице. Затем опорный луч попадает на второй оптический делитель, который делит его в том же отношении, что и первый оптический делитель. В качестве опорного луча используется один из отраженных (5%), два других луча поглощаются на светопоглотителе.

После этого происходит настройка параметров камеры. В данной лабораторной установке используется минимальная чувствительность матрицы 125 ISO. При недостаточной яркости изображения чувствительность матрицы можно увеличить. Экспозиция для эксперимента выбиралась в диапазоне от 1/15 до 1/30 секунды.



Рис. 4. Пример интерференционной картины



Рис. 5. Пример интерференционной картины (перемещение объекта в горизонтальной плоскости)



Рис. 6. Пример интерференционной картины (перемещение объекта в вертикальной плоскости)

Так, изменение угла наклона линий и их смещение, свидетельствует о том, что интерференционная картина, фиксируемая на ПЗС-матрице, подлинная.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эта работа посвящена записи интерференционных картин с помощью ПЗС-матрицы. Сначала были рассмотрены основные принципы классической голографии, которые «работают» и в цифровой голографии, отличительные особенности которой также были отмечены. Была собрана оптимальная лабораторная установка, с помощью которой были получены интерференционные картины и проведены несколько опытов, подтверждающих их правдивость. Это очень важный момент, так как в дальнейшем, эти

интерференционные картины будут использоваться для восстановления изображений.

Таким образом, мы можем сделать вывод о том, что цифровая голография с использованием ПЗС-матриц имеет ряд преимуществ над классической голографией, использующей светочувствительные пластины в качестве регистрирующих элементов. Так, в цифровой голографии упрощен процесс записи интерференционных картин, а цифровой формат изображений позволяет легко обрабатывать и передавать данные. Химические процессы, необходимые для восстановления изображения в классической голографии, отсутствуют, а количество записываемых картин зависит только от объема карты памяти камеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреева О.В. Прикладная голография. Учебное пособие. СПб: СПбГУИТМО, 2008, 184 с
2. Слабко В.В. *Принципы голографии*. Физика, 1997.
3. Schnars U., Jueptner W. *Digital holography. Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques*, 2005.
4. Garber D. *Digital holography using a laser pointer and consumer digital camera*, 2004.