

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

НАУЧНАЯ СЕССИЯ НИЯУ МИФИ-2011

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ-СЕМИНАР
ПО ФОТОНИКЕ И ИНФОРМАЦИОННОЙ
ОПТИКЕ**

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Москва 2011

УДК 535(06)+004(06)

ББК 72г

Н 34

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ НИЯУ МИФИ–2011. НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ-СЕМИНАР ПО ФОТОНИКЕ И ИНФОРМАЦИОННОЙ
ОПТИКЕ: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011.**

Сборник научных трудов содержит доклады, включенные в программу Научно-технической конференции-семинара по фотонике и информационной оптике, проходившей в рамках Научной сессии НИЯУ МИФИ–2011 26–28 января 2011 г. в Москве. Тематика конференции охватывает широкий круг вопросов: когерентная и нелинейная оптика, оптика кристаллов, волоконная и интегральная оптика, квантовая оптика, взаимодействие излучения с веществом и оптические материалы, цифровая оптика и синтез дифракционных оптических элементов, голография и оптическая обработка информации, оптоэлектронные устройства, прикладная оптика

Материалы издаются в авторской редакции.

ISBN 978-5-7262-1390-3

© *Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2011*

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Типография НИЯУ МИФИ
115409, Москва, Каширское ш., 31*

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ-СЕМИНАРА

Председатель:

Евтихий Н.Н. - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Заместители председателя:

Компанец И.Н. - Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Кульчин Ю.Н. - Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН,
Владивосток

Манькин Э.А. - Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

Вишняков Г.Н. - Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-
физических измерений, Москва

Волостников В.Г. - Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Козлов С.А. - Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики

Комоцкий В.А. - Российский университет дружбы народов, Москва

Криштоп В.В. - Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск

Лавров А.П. - Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Маймистов А.И. - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Малов А.Н. - Иркутский государственный университет

Протасов Е.А. - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Твердохлеб П.Е. - Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Новосибирск

Фетисов Ю.К. - Московский государственный институт радиотехники,
электроники и автоматики (технический университет)

Фёдоров И.Б. - Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ-СЕМИНАРА

Председатель:

Петровский А.Н. - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Ученый секретарь:

Родин В.Г. - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Адреса и телефоны для контактов

115409, Москва, Каширское шоссе, 31, НИЯУ МИФИ, ком. Э-005

Телефон: (495) 324-74-03, Факс: (495) 324-74-03

E-mail: holo@pico.mephi.ru, holo_mephi@mail.ru

Адрес в Интернет

<http://pico.mephi.ru/fio2011/>

СОДЕРЖАНИЕ

КОМПАНЕЦ И.Н. Перспективы развития жидкокристаллических дисплеев.....	12
ЕВТИХИЕВА О.А., РАСКОВСКАЯ И.Л., РИНКЕВИЧЮС Б.С., ТОЛКАЧЕВ А.В. Лазерная рефрактография – новый метод информационной оптики.....	14
АФАНАСЬЕВ К.Н., ВОЛОСТНИКОВ В.Г., ВОРОНЦОВ Е.Н., КОТОВА С.П., ЛОСЕВСКИЙ Н.Н., РАЗУЕВА Е.В. Оптика гауссовых пучков в задачах оптической микроманипуляции и обработки сигналов.....	16
КОРНЕЕВ А.А., ГОЛЬЦМАН Г.Н. Счётчики инфракрасных фотонов на основе сверхпроводящих наноструктур.....	18
ЕВТИХИЕВ Н.Н., СТАРИКОВ Р.С. Оптические вычислительные устройства: современные возможности и перспективы.....	20
ОДИНОКОВ С.Б., ЛУШНИКОВ Д.С., МАРКИН В.В., ПАВЛОВ А.Ю. Разработка и исследование системы оптико-голографической архивной памяти с высокоскоростным параллельным считыванием информации.....	22
СКОРНЯКОВА Н.М. Оптоэлектронный комплекс диагностики испарения капель жидкости с твёрдой поверхности.....	24
КОРНЫШЕВА С.В., ЛОМАКИН А.Г., МИНАЕВ В.Л. Измерение показателя преломления микрообъемов жидких веществ.....	26
МАНЬКИН Э.А., ОШУРКО В.Б., РОПЯНОЙ А.А., ФЕДОСОВ М.В., ФЁДОРОВ А.Н. Структура и свойства водяного мостика как самоорганизованной воды во внешнем поле.....	28
ПАВЛОВ И.Н. Особенности визуализации перемешивания жидкостей по нарушенному полному внутреннему отражению.....	30
БУСУРИН В.И., ЗВЕЙ НЭЙ ЗО, ОГУРЦОВА А.А. Компенсация температурной погрешности преобразователя давления на основе оптического туннелирования.....	32
РОМАШКО Р.В., БЕЗРУК М.Н. Шестиканальный высокочувствительный адаптивный интерферометр для нанометрологии.....	34
ТАГАНОВ А.О., КРЕТУШЕВ А.В., ВЫШЕНСКАЯ Т.В., СТЕНИНА М.А., КРИВОВ Л.И., ТЫЧИНСКИЙ В.П. Измерение характерных параметров эритроцитов для диагностики их морфофункционального состояния методом когерентной фазовой микроскопии.....	36

КЛЕМЯШОВ И.В., ТЫЧИНСКИЙ В.П. Регистрация в реальном времени отклика опухолевых клеток на внешние факторы по параметрам их изображений на когерентном фазовом микроскопе.....	38
ЗАХАРОВ Ю.Н., ЛОБЫНЦЕВА В.В. Разработка метода голографического исследования клеточных культур на конфокальном сканирующем микроскопе.....	41
САВОНИН С.А., АБРАМОВ А.Ю., РЯБУХО В.П. Цифровая голографическая микроскопия в исследовании процессов диффузии в полимерных средах.....	43
ЛОЦИЛОВ К.Е. Метод улучшения реконструкции трехмерной формы объекта в оптической профилометрии.....	45
ЛАПИЦКИЙ К.М., ТОЛКАЧЕВ А.В. Распространение лазерного излучения в жидкости около нагретых тел с кромками.....	47
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., КРАЕВА Н.П. Исследование релаксации скорости неравновесных наночастиц в жидкости.....	49
ДОРОНИН И.С., ОКИШЕВ К.Н. Исследование гетерогенных жидкофазных наносистем методом динамического рассеивания света.....	51
ИВАНОВ В.И., КУЗИН А.А., ЛИВАШВИЛИ А.И. Динамика электрострикционного самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами.....	53
МЕЛЕХОВ А.П., ЛАВРУХИН Д.В. Особенности применения импульсного ультразвука для акустооптического метода исследования влияния магнитного поля на свойства воды.....	55
МИХАЛЕВ А.С., МИХАЛЕВА Е.М. Определение скорости, размера и концентрации пузырьков газа в воде.....	57
МЕДВЕДЕВА С.Ю., МЕДВЕДЕВ Ю.В. Создание лазерного фотометра для анализа микропримесей в растворах и газовых смесях.....	59
ВЕКШИН М.М., НИКИТИН В.А., РОМАНОВ А.А., ЯКОВЕНКО Н.А. Матричный микролинзовый делитель излучения для оптоэлектронных печатных плат.....	61
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., ЛАНЦОВ А.Д., ЖИЖЧЕНКО А.Ю. Спекл-модуляция направляемого по волоконному световоду излучения при передаче данных.....	63
ХУЛАПКО С.В., ЛИХАЧЕВ М.Е. Исследование влияния параметров эрбиевого световода на характеристики усилителя на его основе.....	65
ФРАНТОВСКАЯ А.И., МЕЛЬКУМОВ М.А. Исследование оптических свойств активных волоконных световодов, легированных ионами висмута.....	66

ПАВЛОВ С.В., ТРОФИМОВ Н.С., ЧЕХЛОВА Т.К. Экспериментальные исследования оптических характеристик золь-гель волноводов с помощью термоэлектрического модуля Пельтье.....	68
ЛЫСАК Д.А., ПРОХОРОВ В.П., ЯКОВЕНКО Н.А. Моделирование технологических параметров ионообменных волноводов.....	70
ОРАЗБАЕВ Б.Д., ОСОВИЦКИЙ А.Н. Характеристики макета анализатора спектра шероховатости поверхности оптических волноводов.....	72
ДАНИЛЕНКО С.С., ОСОВИЦКИЙ А.Н. Анализ затухания оптических волн в градиентных волноводах.....	74
АНИСИМОВ Д.О., БОРОДИН М.В., ЩЕРБИНА В.В., КУЗНЕЦОВА С.А., КОЗИК В.В., ШАНДАРОВ С.М. Исследования стойкости волноводов $Zn:LiNbO_3$ к оптическому излучению...	76
ПЕТРОВСКИЙ А.Н., МАВРИЦКИЙ О.Б., ЕГОРОВ А.Н., ПЕЧЕНКИН А.А., АРЖАНОВСКИЙ К.В. Влияние времени пребывания в состоянии защелки на радиационную стойкость БИС.....	78
ЛЕОНТЬЕВ А.В., СЕМЕРОК А.Ф., МАНЬКИН Э.А. Нахождение порогов повреждения диагностических зеркал ИТЭР.....	80
КАМЕНЕВ О.Т., КОЛЧИНСКИЙ В.А., МОСКАЛЕНКО Н.Н. Волоконно-оптическая сеть для системы охраны периметра.....	82
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., КУЧМИЖАК А.А. Ближнепольный зонд на основе волоконного интерферометра Фабри-Перо...	84
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., ГУРБАТОВ С.О. Амплитудная регистрация вибрационных процессов на основе одномодовых волоконных световодов с низкой приведенной частотой.....	86
ВЕКШИН М.М., ВОДОВСКИЙ Д.В., ХОТНЯНСКАЯ Е.Б., САВЧЕНКО А.Г. Исследование оптических характеристик дифракционной решетки для плазмонно-резонансной сенсорной системы.....	88
СИТНИКОВ Н.Н., ШЕЛЯКОВ А.В. Применение материалов с эффектом памяти формы для управления оптическим излучением.....	90
ГАВРИЛЕНКО Г.И., НЕЧАЕВ А.В. Моделирование оптических систем лазерных формовыводных устройств.....	92
ГОЛУБ И.Е., МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В., СОРОКИНА Л.В. Анестезия при внутривенном лазерном облучении крови.....	94
КАЗАНЦЕВА Е.В., МИШИНА Е.Д., МАЙМИСТОВ А.И., КАПУТО Ж.Г. Динамика поляризации в сегнетоэлектрической пленке под воздействием управляющего поля.....	96
ДАЙНЕКО С.В., ЗАХАРЧЕНКО К.В., ОЛЕЙНИКОВ В.А., ЧИСТЯКОВ А.А. Исследование с помощью лазерного излучения процесса формирования пленок наночастиц CdSe с высокой концентрацией.....	98

ШЕВЧУК А.С., ЧЕРНЕГА Н.В., КУДРЯВЦЕВА А.Д. Низкочастотное вынужденное комбинационное рассеяние света в наноструктурированных системах.....	100
СИВАК А.В., ЗИБРОВ С.А., ВАСИЛЬЕВ В.В., ВЕЛИЧАНСКИЙ В.Л., БРАЖНИКОВ Д.В., ТАЙЧЕНАЧЕВ А.В., ЮДИН В.И. Двойная структура резонанса насыщенного поглощения на открытом атомном переходе.....	102
КУЗИЩИН Ю.А., МАРТЫНОВ И.Л., КАРАВАНСКИЙ В.А., КОТКОВСКИЙ Г.Е., ЧИСТЯКОВ А.А. Механизмы образования отрицательных ионов нитроароматических соединений при воздействии лазерного излучения на пористый кремний.....	104
КИСТЕНЕВА М.Г., АКРЕСТИНА А.С., ПОПУГАЕВА В.В., ШАНДАРОВ С.М., СМИРНОВ С.В., КАРГИН Ю.Ф. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в кристалле $\text{V}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}, \text{Ga}$, наведенные инфракрасным лазерным излучением.....	106
СЮЙ А.В., АНТОНЫЧЕВА Е.А., СИДОРОВ Н.В., ГАПОНОВ А.Ю. Особенности фоторефрактивных свойств в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$	108
МАКАРОВ Е.А., БЕСПАЛОВ В.Г. Влияние буферного газа на параметры ВКР генерации в сжатом водороде.....	110
ГАВРИЛОВ Д.А., ГАВРИЛОВА Т.С., ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ Н.Б. Портативный прибор для бесконтактной идентификации веществ.....	112
МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В. Формирование фазовой линзы в дихромированном желатине.....	114
ПЕН Е.Ф., ШАТАЛОВ И.Г., ШЕЛКОВНИКОВ В.В. Экспериментальные исследования и моделирование голографических фотонных кристаллов с дефектами пространственной и зонной структуры...	116
БРАГАР И.В., МОЙСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ДОВБЕШКО Г.И., ШВАЧИЧ В.Г. Спектры флюоресценции 2,5-бис(2-бензоксазолил)гидрохинона в объеме глобулярных фотонных кристаллов.....	118
МОЙСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВЕЦ Т.В., ДОВБЕШКО Г.И., ШВАЧИЧ В.Г. Оптические свойства глобулярных фотонных стекол и кристаллов, инфильтрованных активными диэлектриками и биологически-активными веществами.....	120
МОЙСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВЕЦ Т.В., ГОРБАНЬ С.А. Оптические свойства глобулярных фотонных кристаллов на основе синтетических опалов, инфильтрованных медью.....	122
СТРОГАНОВА Е.В., ГАЛУЦКИЙ В.В., ЧЕРНЯВСКИЙ В.А., ЦЕМА А.А., ЯКОВЕНКО Н.А. Лазерные кристаллы с заданным распределением оптической примеси.....	124
КОНЮХОВ И.Ю., ПЕКЛЕНКОВ В.Д. Разлет лазерной плазмы в магнитном поле.....	126

ДУДКИНА Т.Д., ЕГОРЫШЕВА А.В., ВОЛОДИН В.Д., ЛОБАЗНИКОВА В.С.	
Оптические свойства стекол на основе $\text{CaO-Vi}_2\text{O}_3\text{-V}_2\text{O}_5$ системы.....	128
КУЛЬЧИН Ю.Н., КАМЕНЕВ О.Т., КОЛЧИНСКИЙ В.А.	
Метод спектральной эллипсометрии для исследования оптических свойств тонких пленок на кремниевой подложке и образцов полиметилметакрилата, модифицированных дифторидом бора различной концентрации.....	130
ВОЛОСТНИКОВ В.Г., ВОРОНЦОВ Е.Н., КОТОВА С.П., НУЙКИН Д.П.	
Формирование световых полей с неоднородной поляризацией на основе интерференционного метода с использованием дифракционных оптических элементов.....	132
ТРЕНИХИН П.А., ШАНДАРОВ В.М.	
Нелинейное самовоздействие светового излучения в фоторефрактивных фотонных сверхрешетках.....	134
БУЯНОВСКАЯ Е.М., КОЗЛОВ С.А.	
Генерация излучения на комбинационных и смещенных частотах при взаимодействии встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах.....	136
ОСТРОУХОВА Е.И., МАЙМИСТОВ А.И.	
Генерация второй гармоники при взаимодействии обратных волн.....	138
ДРОЗДОВ А.А., КОЗЛОВ С.А., ТРУХИН В.Н., ЦЫПКИН А.Н.	
Формирование квазидискретного спектрального суперконтинуума и управление его параметрами.....	140
КУЛЯ М.С., ГОРОДЕЦКИЙ А.А., ГРАЧЕВ Я.В., БЕСПАЛОВ В.Г.	
Экспериментальное исследование дифракции пикосекундного однопериодного терагерцового импульса на щели.....	142
ОЖЕГОВ Р.В., ГОРШКОВ К.Н., ГОЛЬЦМАН Г.Н., КИНЕВ Н.В., КОШЕЛЕЦ В.П.	
Флуктуационная чувствительность и временная нестабильность сверхпроводникового интегрального приемника для тепловизора терагерцового диапазона.....	144
МАСАЛЬСКИЙ Н.В.	
Широкополосная оптическая модуляция на основе полностью обедненной КНИ структуре.....	146
ЛИТВИНОВА М.Н., СТРОГАНОВ В.И., КРИШТОП В.В., ГАРАНЬКОВА И.А., ДЯТЕЛ С.Г.	
Электрооптическая модуляция широкополосного излучения в кристалле CaCO_3	148
ПЕРИН А.С., КОЗЛОВА С.М., ШАНДАРОВ В.М.	
Эффект пространственной модуляции светового пучка в фоторефрактивном интерферометре Фабри-Перо.....	150
ДИВАКОВ Д.В., ХОХЛОВ А.А.	
Моделирование взаимодействия нормальной волны оптического диапазона с одномерным фотонным кристаллом.....	152

МЕЛЬНИЧЕНКО Е.В., МАНЬКИН Э.А., АЛЕКСЕЕВ А.С. Применение оптического и ядерного магнитного резонанса для реализации квантовых вычислений.....	153
ГАЛУЦКИЙ В.В., КУЗОРА В.Ф., СТРОГАНОВА Е.В., ЯКОВЕНКО Н.А. Q-фактор в градиентных кристаллах.....	155
КИРЕЕВА Н.М., ЛЕБЕДЕВ В.А., СТРОГАНОВ В.И. Гомоцентрические пучки излучения в преобразователях ИК изображения....	157
ЛОПАТИНА П.С., КРИШТОП В.В. Электрооптическая модуляция широкополосного излучения с гауссовым профилем.....	159
ПИКУЛЬ О.Ю., КУЛИКОВА Г.В., СТРОГАНОВ В.И. Влияние азимута поляризационного эллипса на коноскопические картины оптических кристаллов.....	161
КРАВЧЕНКО Д.А., ЛЕВЧЕНКО А.С., НИКИТИН В.А., ВЕКШИН М.М., ЯКОВЕНКО Н.А. Датчики волнового фронта на основе стеклянных матриц микролинз с плотным заполнением.....	163
ДАУГЕЛЬ-ДАУГЕ А.А., ЕЛЮТИН С.О. Детерминированный хаотический свет.....	165
МАЛОВ А.Н., ОНАЦКИЙ А.Н. Цифровой нож Фуко.....	167
ПАВЛОВ П.В., МАЛОВ А.Н., ВОЛЬФ И.Э. Оценка состояния поверхностей авиационных деталей с применением спиральных пучков лазерного излучения.....	169
КРАЙСКИЙ А.В., МИРОНОВА Т.В. Определение дисторсионных и хроматических искажений объективов корреляционным методом.....	171
ЛЕВИН И.А. Методы коррекции хроматизма изображающих систем оптического диапазона.....	173
ПЕТРОВ Н.В., БЕСПАЛОВ В.Г., МАКАРОВ Е.А. Восстановление изображений с использованием излучения спектральных компонент суперконтинуума.....	175
ЛАВРОВ А.П., ПУЛИН М.Ю. Моделирование работы оптического фурье-процессора сигналов линейной антенной решетки. Применение пакета GLAD.....	177
ЗАХАРОВ Ю.Н., МОРОЗОВ О.А., ЩЕБЕНТОВСКИЙ А.П. Определение временных параметров кальциевых сигналов методом аппроксимации гауссовыми куполами.....	179
БЫКОВСКИЙ А.Ю., РАГЕР Б.Ю. Приближенные модели сцены и маршрутизации агента, формируемые на основе данных оптических сенсоров.....	181

КРАСНОВА К.А., КУЗЬМИНА М.Г., ГРИЧУК Е.С., МАНЬКИН Э.А. Выделение геометрически подобных фрагментов изображений при помощи осцилляторных сетей.....	183
ИВАНОВ П.А. Моделирование инвариантных МАСЕ-фильтров в задачах корреляционного различения объектов.....	185
ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., КУРБАТОВ И.А., СТАРИКОВ Р.С., ШАУЛЬСКИЙ Д.В. Исследование дискриминационных свойств инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика.....	187
СЮЙ А.В., АНТОНЫЧЕВА Е.А., СИДОРОВ Н.В., ГАПОНОВ А.Ю. Трехслойная спекл-структура в фоторефрактивном монокристалле ниобата лития.....	189
РОМАШКО Р.В., ЕФИМОВ Т.А. Регистрация ультразвуковых волн с помощью адаптивного интерферометра.....	191
КУЛИКОВА Г.В., ПИКУЛЬ О.Ю., АНДРЕЕВ П.С., СТРОГАНОВ В.И. Способ изменения эллиптичности и степени поляризации излучения в широкой области спектра.....	193
КРАВЧЕНКО А.А., БОЙЧЕНКО А.П. Оптоэлектронное устройство для газоразрядно-фотографического мониторинга растительных экосистем.....	195
БОЙЧЕНКО А.П., ГАВРИЛИН Д.А. Об использовании эффекта собственного светопоглощения галогенсеребряных фотоэмульсий в криминалистической диагностике бумажных документов.....	197
АН П.П., ТАРХОВ М.А., ЕЛЕЗОВ М.С., КАЗАКОВ А.Ю., КАРДАКОВА А.И., ВОРОНОВ Б.М., ГОЛЬЦМАН Г.Н. Динамический диапазон сверхпроводникового однофотонного детектора на основе тонкой плёнки NBN.....	199
КАЗАКОВ А.Ю., КОРНЕЕВ А.А., ГОЛЬЦМАН Г.Н. Спектральная чувствительность сверхпроводникового однофотонного детектора на основе тонкой плёнки NBN.....	201
ПУТИЛИН А.Н., ЖИРКОВ А.О., ГУСТОМЯСОВ И.В. 3D дисплеи как пространственно-временные оптические преобразователи..	202
ГАВРИКОВ В.А., ЯНОВСКИЙ А.В. Оптимальная схема многокадровой съёмки 3D-объекта для мультиплексной голограммы.....	204
ЛЕСНИЧИЙ В.В., АНДРЕЕВА О.В., СЕРГЕЕВ А.Н. Методика оценки угловой селективности объёмных голограмм-решёток при восстановлении монохроматическим расходящимся пучком.....	206
КРАЙСКИЙ А.В., МИРОНОВА Т.В., СУЛТАНОВ Т.Т. Измерение поверхностного распределения длины волны узкополосного излучения колориметрическим методом.....	208

КАЗИН С.В. Ахроматизация дифракционных дублетов мягкого рентгеновского диапазона.....	210
ЧЕРЁМХИН П.А., СТАРИКОВ С.Н. Методы восстановления цифровых голограмм Френеля.....	212
КРАСНОВ В.В., СТАРИКОВ С.Н. Обеспечение требований к отображению информации при оптическом кодировании с временным интегрированием.....	214
БЕКЯШЕВА З.С., ПАВЛОВ А.В. Голографический предсказатель случайных процессов: влияние характеристик реализации на ошибку предсказания.....	216
ОДИНОКОВ С.Б., МАРКИН В.В., ПАВЛОВ А.Ю., ЛУШНИКОВ Д.С., БОРИСАНОВА А.О. Экспериментальное исследование модуляционных характеристик ПМС-ЖК для систем голографической памяти.....	218
ОДИНОКОВ С.Б., КОВАЛЁВ М.С., СОЛОМАШЕНКО А.Б. Безлинзовый голографический прицел.....	220
ИВАНОВ В.И., ЛИВАШВИЛИ А.И., РЕКУНОВА Н.Н. Эффективность рельефных динамических голограмм.....	222
МИХАЛЕВ А.С., МИХАЛЕВА Е.М. Цифровая обработка изображений лазерного интерференционного метода.....	224
ПОРОЙКОВ А.Ю., ТОЛКАЧЕВ А.В. Применение метода корреляции фоновых изображений в натуральных экспериментах.....	226
КУЛИШ С.М. О максимальном разрешении при цифровой обработке интерференционных картин.....	228
ЕВТИХИЕВ Н.Н., КРАСНОВ В.В., СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А. Создание методики измерения модуляционной передаточной функции, радиометрической функции, шумов фото- и видеокамер.....	230
ЕВТИХИЕВ Н.Н., РОДИН В.Г., СОЛЯКИН И.В., СТАРИКОВ С.Н., ШАПКАРИНА Е.А. Интерферометр для регистрации голограмм пространственно-некогерентным излучением с малой временной когерентностью.....	232

И.Н. КОМПАНЕЦ

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИСПЛЕЕВ

В работе рассматриваются перспективы развития жидкокристаллических дисплеев. Показано, что быстроедействие существующих дисплеев на основе нематических жидких кристаллов недостаточно для создания 3D отображающих устройств. Приведены результаты по разработке смектических жидкокристаллических материалов для изготовления дисплейных ячеек с уникальными характеристиками, рассмотрено возможное применение таких ячеек.

В жидкокристаллических (ЖК) дисплеях, в основном, используются жидкие кристаллы нематического типа (НЖК). Базой для создания целой индустрии НЖК-дисплеев послужила высокая эффективность электрооптической модуляции света в НЖК с передачей полутонов (они также необходимы для передачи цветов) при низком управляющем напряжении (единицы вольт).

Современные НЖК – дисплеи обладают широким углом обзора, большой гаммой цветов, высоким контрастом, имеют разнообразный формат. Всего в мире в настоящее время производится около одного миллиарда НЖК-дисплеев год. В основном, это телевизионные и компьютерные мониторы и дисплеи разнообразных смарт-приборов (сотовых телефонов, фотокамер и т.п.).

Время оптического отклика НЖК-ячейки на приложенное электрическое поле составляет обычно несколько миллисекунд и не зависит от знака электрического поля вследствие квадратичной зависимости от поля. После выключения напряжения дисплейная ячейка возвращается (релаксирует) в исходное состояние под действием силы упругой деформации НЖК. Время релаксации может составлять до двух десятков миллисекунд, ограничивая быстроедействие дисплея.

Известно, что субмиллисекундный электрооптический отклик достигается в СЖК – смектических ЖК, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами и потому высокой чувствительностью к действию электрического поля. Зависимость электрооптических эффектов в СЖК – линейная, и поскольку СЖК реагирует на знак приложенного напряжения, то время включения и время выключения электрооптического отклика здесь одинаковы.

За последние годы в ФИАНе удалось разработать СЖК–материалы и изготовить экспериментальные дисплейные ячейки с уникальными характеристиками. Новая низковольтная СЖК-дисплейная ячейка апертурой 1 кв. см при напряжении всего $\pm 1,0 \dots 3,0$ В обеспечивает отклик со временем 30-50 мкс и полутоную, как в НЖК, безгистерезисную модуляционную характеристику, причем при ± 1.5 В частота полной модуляции пропускания света (от максимума к минимуму или наоборот) с контрастом более 200:1 составляет 3 кГц, при ± 2.0 В – 6 кГц, а при ± 3.0 В – 8 кГц. При напряжении всего ± 12 В в СЖК ячейке обеспечивается время отклика около 10 мкс и полная модуляция интенсивности света с частотой в 25 кГц: 1) или для светопропускания через поляроиды с контрастом более 200:1, 2) или для светорассеяния в отсутствие поляроидов с контрастом около 100:1.

Тот факт, что разработанные экспериментальные образцы дисплейных СЖК-ячеек в электрическом поле 1-2 В/мкм при том же и даже меньшем значении электрического напряжения, которое используется в НЖК-приборах, показывают близкую к ним по форме модуляционную характеристику (со шкалой полутонов и без гистерезиса), но в 10-15 раз более высокое быстродействие, позволяет рассчитывать на широкое и скорое использование СЖК в дисплейной технике.

Низковольтные дисплейные СЖК-ячейки, совместимые с ИС и пленочными транзисторами, могут быть использованы во всех жидкокристаллических приборах вместо НЖК, а именно:

- в стандартных активно-матричных ТВ-дисплеях,
- в микродисплеях типа FLCOS с управляющей кремниевой матрицей,
- в скоростных видеопроекторах, в проекционных ТВ и в пикопроекторах на основе микродисплея,
- в скоростных системах обработки, кодирования и распознавания данных,
- в разнообразных трехмерных ТВ, как в стерео- (с очками), так и в авто-стереоскопических (безочковых).

В дальнейшем предполагается модифицировать современную технологию ЖК дисплеев таким образом, чтобы перевести ее с НЖК на СЖК для всех дисплеев, требующих повышенного быстродействия, в первую очередь, используемых для визуализации 3D изображений (в том числе передаваемых по Интернету), и наладить производство дисплеев нового поколения.

О.А. ЕВТИХИЕВА, И.Л. РАСКОВСКАЯ,
Б.С. РИНКЕВИЧЮС, А.В. ТОЛКАЧЕВ

Московский энергетический институт (технический университет)

ЛАЗЕРНАЯ РЕФРАКТОГРАФИЯ – НОВЫЙ МЕТОД ИНФОРМАЦИОННОЙ ОПТИКИ

В рамках подходов информационной оптики рассмотрен новый метод визуализации и диагностики прозрачных градиентных неоднородностей – лазерная рефрактография. Метод основан на рефракции структурированного лазерного излучения в прозрачной неоднородной среде, цифровой регистрации и компьютерной обработке двумерных и трехмерных рефракционных картин.

Лазерная рефрактография (ЛР) [1] – новая информационно-измерительная технология количественной диагностики неоднородных сред – основана на рефракции структурированных лазерных пучков (СЛП), получаемых преимущественно с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ).

Рефракционные лазерные методы, как правило, непосредственно используются для определения поля показателя преломления, которое может быть пересчитано в поле взаимосвязанной с ним другой физической величины. Метод ЛР относится к классу градиентных рефракционных методов (рис.1), однако отличительной его особенностью является то, что зондирование исследуемой среды осуществляется пучками с пространственной модуляцией интенсивности, что позволяет получать рефракционные изображения с дискретной контурной структурой (рефрактограммы).



Рис. 1. Классификация лазерных рефракционных методов по виду излучения

2D-рефрактограммы СЛП, прошедшего через исследуемую неоднородную среду, регистрируются в плоскости наблюдения и сравниваются с эталонными изображениями, что позволяет осуществить выбор модели неоднородности показателя преломления. По известному показателю преломления восстанавливаются параметры физических неоднородностей среды (температуры, плотности, давления).

Основные элементы источников излучения классифицируются по форме пространственных геометрических фигур, образованных лучами от источника: это линейно-структурированное, плоско-структурированное, конусно или цилиндрически-структурированное лазерное излучение. Комбинацией основных элементов излучения можно создавать и другие источники, адаптированные к структуре неоднородности и к форме поверхности тел, вблизи которых исследуются пограничные слои.

3D-рефрактограмма представляет собой 3D-изображение поверхности, образованной рефрагирующими в среде лучами от источника СЛП, и может быть получена на основе совокупности экспериментальных или расчетных двумерных рефрактограм в разных сечениях с помощью специальных методов обработки. 3D-рефрактограмма может быть экспериментально визуализирована в рассеянном излучении. 2D и 3D-рефрактограммы регистрируются цифровой видеокамерой, выход которой соединен с персональным компьютером, с помощью которого производится их обработка.

Различные комбинации, ориентация и расположение элементарных составляющих СЛИ позволяют адаптировать измерительную систему к структуре неоднородности, причем в силу протяженности источника излучения обеспечивается одновременность диагностики процесса в разных областях. Дискретный характер СЛП оптимально соответствует современным цифровым методам регистрации и обработки изображений, что позволяет с высокой точностью проводить количественную диагностику среды. Метод ЛР адаптирован для исследования краевых эффектов и тонких пограничных слоев в жидкостях и может быть использован для диагностики быстропротекающих и нестационарных процессов.

Работа выполнялась при финансовой поддержке ФЦП Минобрнауки РФ (ГК №14.740.11.0594) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-08- 00936а).

Список литературы

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.

К.Н. АФАНАСЬЕВ, В.Г. ВОЛОСТНИКОВ, Е.Н. ВОРОНЦОВ,
С.П. КОТОВА, Н.Н. ЛОСЕВСКИЙ, Е.В. РАЗУЕВА
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

ОПТИКА ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ В ЗАДАЧАХ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОМАНИПУЛЯЦИИ И ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Изложены новые результаты по оптике пучков Эрмита-Гаусса, Лагерра-Гаусса и спиральных пучков. Представлены примеры использования этих результатов в ряде задач оптической микроманипуляции и для обработки различных типов сигналов. Приведены результаты численных и натуральных экспериментов.

Классические гауссовы пучки – это световые поля, структура которых в поперечном сечении описывается функциями Эрмита–Гаусса (ЭГ) и Лагерра–Гаусса (ЛГ). Такие пучки, являясь параксиальным приближением реальных световых полей, хорошо описывают свойства многих лазерных световых пучков и собственные типы колебаний устойчивых открытых резонаторов. Однако, за последние 10-15 лет получен ряд результатов, касающихся, во-первых, новых свойств уже известных пучков ЭГ и ЛГ и, во-вторых, найдены новые семейства лазерных пучков, являющиеся модами некоторых резонаторов и заслуживающие самостоятельного рассмотрения, в частности, т.н. спиральные пучки. Получен также ряд новых результатов, касающихся различных свойств световых пучков: ротора вектора потока световой энергии, углового момента и ряда других.

Авторами теоретически показано, что определенные астигматические оптические системы осуществляют взаимное преобразование пучков Эрмита–Гаусса и Лагерра–Гаусса. Доказана общая теорема о пучках, структурно устойчивых к астигматизму. Найден и реализован экспериментально параметрический класс световых полей - обобщенных пучков Эрмита–Лагерра–Гаусса, описываемый полной системой ортогональных функций, зависящих от параметра, причем известные пучки Эрмита–Гаусса и Лагерра–Гаусса являются его частными представителями. Найдена интегральная связь между ротором и угловым моментом светового поля. Доказано свойство сохранения ротора при распространении светового поля и его связь с фазовыми сингулярностями. В параксиальном приближении поставлена и решена задача поиска световых полей, сохраняющих свою структуру при

распространении и фокусировке с точностью до масштаба и вращения – спиральных пучков света. Полученные результаты представлены в [1].

Спиральные пучки, обладая структурной устойчивостью, и являясь своеобразными «вихревыми модами» в классе полей с фазовыми сингулярностями, заслуживают отдельного внимания как объект когерентной оптики. На наш взгляд, это обусловлено следующими основными причинами. Во-первых, обладая весьма разнообразной формой распределения интенсивности, эти пучки, тем не менее, описываются явными аналитическими выражениями, что делает их эффективным инструментом исследования закономерностей формирования и преобразования световых полей с фазовыми сингулярностями общего вида. Во-вторых, имеется прямой аналог спиральным пучкам в квантовой механике: волновые функции заряженной частицы в однородном магнитном поле, а законы преобразования спиральных пучков имеют свое представление в теории когерентных состояний. Вполне возможно, эти аналогии будут взаимно полезны и для квантовой механики, и для оптики. Наконец, в-третьих, возможность гибкого изменения распределений интенсивности спиральных пучков с сохранением их структурной устойчивости при распространении и фокусировке представляет интерес для лазерных технологий, создания специфических атомных ловушек, а ненулевой угловой момент этих пучков дает новые возможности для манипулирования микрообъектами. В данной работе рассмотрен ряд вопросов использования спиральных пучков для задачи формирования лазерных полей с заданным распределением интенсивности, лазерной манипуляции микрообъектами, информационной оптики. В частности, показано, что скалярное произведение комплексных амплитуд спиральных пучков с точностью до постоянного множителя совпадает со скалярным произведением соответствующих одномерных кодировочных функций. С другой стороны, существуют большие классы взаимно ортогональных спиральных пучков. Отсюда следует, что такие кодировочные функции могут быть использованы как ядра специфических вейвлет-преобразований для обработки сигналов.

Работа выполнена при поддержке программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы, государственный контракт П1135/НК-17П(8) и № 14.740.11.0063.

Список литературы

1. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010. 188 с.

А.А. КОРНЕЕВ, Г.Н. ГОЛЬЦМАН

Московский педагогический государственный университет

СЧЁТЧИКИ ИНФРАКРАСНЫХ ФОТОНОВ НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ НАНОСТРУКТУР

Представлен обзор современного состояния исследований сверхпроводниковых счётчиков фотонов на основе тонкой плёнки NbN. Будут представлены последние результаты по разработке детекторов с разрешением числа фотонов, новых детекторов перспективных для продвижения в средней инфракрасный диапазон, а также двухканальной однофотонной приёмной системы для практических применений в диапазоне длин волн 0.4 — 1.55 мкм.

Мы представляем последние достижения в разработке счётчиков фотонов на основе сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD). Детектор изготовлен из сверхпроводящей пленки NbN толщиной 3-4 нм в виде меандра, заполняющего площадку 10 мкм x 10 мкм. Принцип работы такого детектора основан на возникновении резистивной области в узкой полоске, несущей транспортный ток близкий к критическому, после поглощения одиночного фотона. Лучшие детекторы имеют квантовую эффективность 20-30% на длине волны 1.3 мкм при температуре 2 К. Минимальная измеренная величина скорости темнового счета $2 \times 10^{-4} \text{с}^{-1}$. Временная нестабильность переднего фронта импульса (джиттер) - 35 пс.

Если разделить полоску меандра на несколько секций равной длины и соединить их параллельно через ограничивающие ток резисторы, то амплитуда отклика такого детектора будет зависеть от количества секций одновременно перешедших в резистивное состояние. Таким образом, при поглощении нескольких фотонов различными секциями появляется возможность различать число одновременно поглощенных фотонов. Такой детектор, разрешающий число фотонов, заполняет нишу между однофотонными детекторами и обычными детекторами, отклик которых пропорционален поглощенной мощности. Квантовая эффективность детекторов с разрешением числа фотонов $\sim 2,5\%$ на длине волны 1.3 мкм, скорость темнового счета $\sim 0.1 \text{с}^{-1}$.

Здесь мы также представляем первые результаты по исследованию новой топологии детекторов с очень узкими сверхпроводящими полосками. Новый детектор представляет собой 76 параллельно соединенных полосок шириной 54 нм и длиной 10 мкм, изготовленных из плёнки NbN толщиной 3 нм, расположенных на площадке 10 мкм x 10 мкм. Несмотря на уменьшение ширины полоски в два раза, плотность критического тока осталась высокой: $6 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$, что свидетельствует о высоком качестве сверхпроводящей пленки NbN и всех технологических процессов. При поглощении фотона происходит каскадное переключение всех полосок в резистивное состояние из-за перераспределения тока, в результате чего достигается большая амплитуда отклика (2-5 мВ без усилителя). Кроме того, параллельное соединение полосок приводит к существенному уменьшению кинетической индуктивности детектора и уменьшению длительности отклика до 300 пс. Это позволяет достичь скорости счета порядка 1 ГГц. Новая топология детектора также перспективна для дальнейшего продвижения в инфракрасную область (на длины волн более 2 мкм). Так, если отношение квантовых эффективностей на обычных меандрах на длинах волн 1.3 мкм и 1.55 мкм составляет 2-3 раза, то для детекторов на основе узких параллельных полосок квантовые эффективности на этих длинах волн практически одинаковые.

Приёмные системы на основе сверхпроводниковых однофотонных детекторов, сопряженных с одномодовым оптическим волокном благодаря высокой чувствительности, низкому уровню темнового счёта и пикосекундному временному разрешению находят широкое применение для изучения статистики фотонов однофотонных источников, в телекоммуникационных системах, квантовокриптографических системах, бесконтактном тестировании интегральных микросхем, спектроскопии биологических материалов и структур.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Р.С. СТАРИКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»***ОПТИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА:
СОВРЕМЕННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

Проведен обзор современного состояния в области построения оптических и оптоэлектронных устройств обработки информации. Рассмотрены основные мировые тенденции и перспективы исследований в данной области.

Оптические и оптоэлектронные средства обработки информации привлекательны благодаря возможностям достижения чрезвычайно высоких скоростей обработки, которые объясняются параллелизмом работы оптических систем. Существенный прогресс как оптоэлектронной, так и цифровой электронной элементной базы, достигнутый к настоящему моменту ведущими мировыми разработчиками и производителями, обеспечивает необходимое для достижения массивованного параллелизма увеличение числа дискретных каналов обработки оптического сигнала и открывает новые возможности применения оптоэлектронных средств обработки информации. Фундаментальными приборами и технологиями новейшего поколения вычислительной оптоэлектроники являются: массивы полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором (до 10^4 индивидуально адресуемых каналов с полосой модуляции более десяти ГГц); современные массивы фотодетекторов (до 10^8 каналов); жидкокристаллические, микромеханические пространственно временные модуляторы света (до 10^6 каналов и выше, смена кадра сотни кГц при числе каналов 10^4 , размер элемента от 1 мкм до десятков мм, контраст до 10^4); массивы со специальной функциональностью типа «приём-обработка-передача»; современные голографические материалы; дифракционные элементы; массивы оптических компонентов. При разработке оптоэлектронных систем обработки информации возможны как адаптация существующей элементной базы, так и специальная разработка элементов с требуемой функциональностью, в том числе с интегральным исполнением оптоэлектронных и электронных цифровых устройств. Значительное развитие получили также в настоящее время методы компьютерной голографии и цифровой оптики. Эти факторы обусловили новую волну интереса к созданию и применению оптических вычислительных устройств. Интенсивные исследования по оптической обработке информации ведутся в наиболее развитых странах. В этой связи необходимо отметить, прежде всего, соответствующие работы в

крупнейших технологических и исследовательских центрах США и Японии, некоторые проекты КНР и Индии, а также ряд проектов стран Евросоюза. В частности, в США работы в области фотоники ведутся в таких организациях, как Los Alamos National Laboratory, Jet Propulsion Laboratory, DARPA, IBM, Intel, в ряде ведущих университетов и др.; имеются сведения о высоком уровне кооперации ведущих исследовательских и технологических организаций при выполнении ряда федеральных проектов США в данной области. Среди основных направлений оптической обработки информации следует отметить, во-первых, радиооптические процессоры и другие средства аналоговой и аналого-цифровой обработки сигналов, во-вторых, специализированные аналого-цифровые матричные процессоры, фурье-процессоры и корреляторы изображений, а также, в-третьих, средства коммутации и поддержки для высокопроизводительных цифровых вычислительных систем. На настоящий момент последнее из перечисленных направлений находится в стадии определения методов, средств и технологий реализации, второе находится на уровне технологических исследований и появления практических образцов, в рамках первого получены применяющиеся практические результаты. Как показывает практика последних лет, отличительной чертой современной вычислительной оптоэлектроники стала интеграция оптоэлектронных информационных систем в электронные цифровые вычислительные системы.

Можно констатировать, что на настоящий момент, сформировались два пути развития оптических устройств обработки информации: 1) использование их в качестве специализированных вычислительных средств в составе цифровых систем в качестве специализированных процессоров, 2) использование их в качестве средств поддержки в высокопараллельных вычислительных системах, фактически роль шины данных, возможно выполняющей часть обработки. В первом случае уже в настоящее время можно рассчитывать на создание относительно простых и недорогих устройств, с некоторой степенью миниатюризации. Во втором случае, на настоящий момент, можно говорить об уникальности применения и некоторой определенности в выборе архитектур и типа элементной базы. Основной перспективой информационных оптоэлектронных устройств на настоящем этапе является достижение скорости вычислений до 10^{13} - 10^{14} арифметических операций в секунду или пропускной способности до сотен терабайт в секунду и выше.

С.Б. ОДИНОКОВ, Д.С. ЛУШНИКОВ,
В.В. МАРКИН, А.Ю. ПАВЛОВ

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ОПТИКО-ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ АРХИВНОЙ ПАМЯТИ С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ СЧИТЫВАНИЕМ ИНФОРМАЦИИ

Проведено сравнение параметров существующих систем голографической памяти. Проведены разработка и исследование системы оптико-голографической архивной памяти с высокоскоростным параллельным считыванием информации.

Основные потребители голографической памяти мультигигабайтной емкости:

1) базы данных для архивного хранения библиотечной информации, включая страницы текстов, изображений, чертежей и др.;

2) базы данных для архивного хранения медицинских рентгено-томографических изображений человека в целях медицинской диагностики;

3) базы данных для архивного хранения аэровоздушных и космических фото- видеоизображений в целях экологического мониторинга и разведки ископаемых ресурсов;

4) базы данных для архивного хранения потоков видеоизображений и видеoinформации в телевизионных и компьютерных системах для распознавания личности, в том числе для систем видеонаблюдения в целях борьбы с терроризмом;

5) базы данных для архивного хранения эталонных изображений в системах паспортного контроля личности, контроля подлинности и идентификации документов, удостоверений личности, водительских удостоверений, электронных пропусков, банковских карточек и ценных бумаг и других документов особой важности.

Основные параметры разрабатываемой архивной мультигигабайтной голографической памяти:

1) информационная емкость голографического диска на пластиковом носителе диаметром 130 мм от 300 ГБ до 1000 ГБ;

2) максимально низкая удельная стоимость носителя информации, например, для дискового носителя с информационной емкостью в

диапазоне 300ГБ - 600 ГБ удельная стоимость составляет не более 0,06 \$/ГБ, что в 30 раз ниже удельной стоимости для магнитных носителей;

3) длительность хранения информации на носителе - не менее 50 лет;

4) скорость параллельного считывания страничных блоков информации - не менее 150 МБ/сек.

Проанализированы зарубежные исследования компаний InPhase Technologies (США) и компании Optware Япония), показавшие возможность создания системы на основе голографических дисков диски диаметром 130 мм и емкостью до 4 ТБ. Проведено сравнение параметров оптических дисков информации существующих систем памяти.

Был разработан и экспериментально подтвержден модифицированный метод мультиплексирования «перестрофик» наложения субголограмм в одну микроголограмму. Было показано, что число наложенных субголограмм на одну фоточувствительную площадку галогенидосеребряного материала может достигать до 20 шт. Этот метод оказался наиболее приемлемым для данного технического решения по записи одновременно 20 субголограмм за одну экспозицию, в перспективе построить 20-ти канальную оптическую головку записи.

Для записи матрицы микроголограмм в качестве фоточувствительного материала были использованы серийно выпускаемые ОАО «Славич» галогенидосеребряные голографические фотопластинки ПФГ-03 размером 127x127 мм и толщиной фоточувствительного слоя 7 мкм.

Были проведены экспериментальные исследования макета устройств записи/считывания микроголограмм. В ходе экспериментальных исследований макета оптико-электронного устройства записи цифровой информации в виде матрицы голограмм на голографический носитель были получены следующие результаты:

размер голографического диска - диаметр 130 мм;

диаметр одной микроголограммы - 0,3 мм;

количество каналов в оптической головке считывания - 20 каналов;

общее количество субголограмм в матрице микроголограмм при методе мультиплексирования «перестрофик» - 3 741 960 шт.;

общее количество информации на голографическом диске - до 300 Гбайт;

скорость вывода страницы данных цифровой информации (с одной субголограммы) в виде считанного изображения с учетом обработки в компьютере - 40 Кбит/с;

суммарное время считывания полной информации с голографического носителя - 3,5 часа.

Н.М. СКОРНЯКОВА

Московский энергетический институт (технический университет)

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ КОМПЛЕКС ДИАГНОСТИКИ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ С ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Представлен оптоэлектронный комплекс для исследования испарения капель жидкости с твердой поверхности, основанный на теневом фоновом методе визуализации оптически неоднородных сред. Проведено компьютерное моделирование испарения с твердой поверхности. Приведены результаты экспериментов по исследованию испарения капель воды, этанола и этилацетата.

Одним из распространенных случаев испарения жидкостей с плоской поверхности в случае ее горизонтального расположения или под малым углом является образование и испарение капель. Для исследования этих процессов в настоящее время широко используют оптические методы [2, 3], в частности, фотографирование, которое позволяет получить изображение только контура смачивания капли жидкости на поверхности. Для детального изучения испарения необходимо знать и другие характеристики этого процесса.

Разработан оптико-компьютерный комплекс визуализации всей поверхности капли, основанная на теневом фоновом методе исследования оптических неоднородностей. Суть метода состоит в корреляционной обработке двух изображений структурированного экрана. Первое изображение получают при отсутствии между экраном и цифровой фотокамерой оптической неоднородности, второе изображение – при ее наличии. Обработка этих изображений позволяет определять фазовые характеристики неоднородности (градиент показателя преломления). В качестве оптической неоднородности рассматривали малую каплю жидкости, расположенную на твердой горизонтальной поверхности.

Рефракционная система предназначена для определения изменения формы капли в процессе ее испарения и состоит из оптико-компьютерного блока регистрации прошедшего света и программного обеспечения, включающего программы моделирования прохождения световых лучей через каплю жидкости и обработки рефракционной картины.

На стеклянную пластину, под которой находится экран, с помощью шприца помещают каплю жидкости. Фокус объектива видеокамеры настраивают на экран до нанесения капли. При проведении эксперимента

необходимо соблюдать параллельность фонового экрана, пластины с каплей и фотокамеры. В ходе эксперимента получают изображения искаженного структурированного экрана, вызванные испарением капли.

С помощью разработанного комплекса была проведена визуализация испарения микролитровых капель воды, этанола и этилацетата (см. рис.1). При анализе экспериментальных данных установлено, что после растекания капли по поверхности стекла в ней происходит перераспределение жидкости. Испарение осуществляется со всей поверхности капли, нагляднее всего это наблюдается на участках с наименьшей толщиной пленки воды.

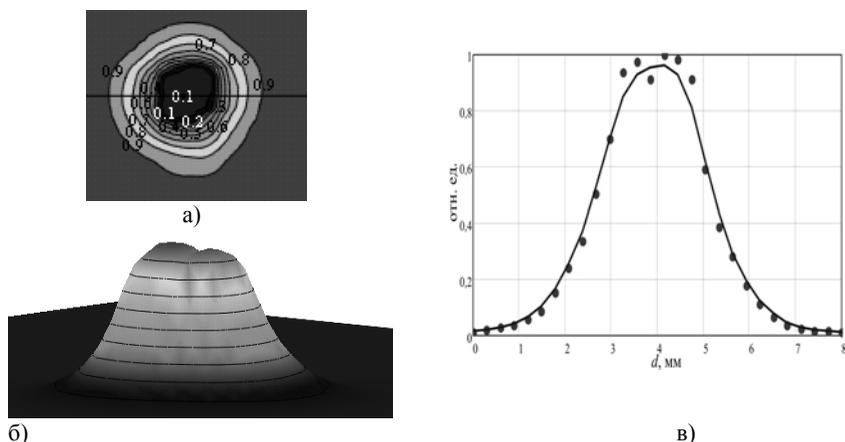


Рис. 1. Капля после обработки кросскорреляционным методом с нанесенным уровнем и значениями коэффициента корреляции (а); трехмерный вид капли с применением сглаживания (б); профиль капли этилацетата для времени $t = 0$ с в указанном сечении (в)

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 гг. (ГК № П2527).

Список литературы

1. Алексеев С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992.
2. Евтихий Н.Н. и др. Информационная оптика: Учеб. пособие /Под ред. Н.Н. Евтихьева. М.: Изд-во МЭИ. 2000.
3. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. М.: Изд-во МЭИ, 1990.

С.В. КОРНЫШЕВА, А.Г. ЛОМАКИН, В.Л. МИНАЕВ
Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва

ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МИКРООБЪЕМОВ ЖИДКИХ ВЕЩЕСТВ

Разработан и исследован метод измерения показателя преломления микрообъемов жидких веществ.

Оптические методы измерений широко применяются во многих областях науки и техники, так как являются бесконтактным и неразрушающими, а также обладают высокой чувствительностью и разрешением по глубине не менее чем 1 нм. Для достижения такой точности измерений необходимо учитывать оптические эффекты, такие как эффект сдвига фазы волновых фронтов излучения, отраженного от участка исследуемой поверхности, состоящих из различных сред. Решение подобных задач возможно интерференционными методами (интерференционная микроскопия), т.к. они обладают наибольшей потенциальной чувствительностью. Физической основой разработанного метода измерения показателя преломления служит возможность измерения оптической разности хода (ОРХ) между предметным пучком света, прошедшим через исследуемый фазовый объект, и опорным пучком излучения в интерференционном микроскопе.

С помощью интерференционного микроскопа можно с высокой точностью измерять фазовое изображение, которое представляет собой двумерную карту изменений ОРХ. Если нанести на поверхность переменного профиля с зеркальным покрытием слой рефрактометрической жидкости с неизвестным показателем преломления n , то на поверхности образуется слой жидкости переменной толщины. Предварительно измерив профиль поверхности объекта – топограмму зеркальной поверхности, а затем, измерив фазовое изображение с жидкостью, можно определить показатель преломления рефрактометрической жидкости.

Исходя из описанных физических предпосылок, был разработан метод измерения абсолютного значения показателя преломления жидкости в микрообъемах. На интерференционном микроскопе производится измерение первого фазового изображения $\Phi_1(x, y) = n_1 h(x, y)$ (первая экспозиция). Далее производится замена одной жидкости на другую с

показателем преломления n_2 при прочих равных условиях. Проводится второе измерение фазового изображения $\Phi_2(x, y) = n_2 h(x, y)$ (вторая экспозиция). Если во время первой экспозиции был известен показатель преломления n_1 , то из полученных двух фазовых изображений в каждой точке (x, y) искомый показатель преломления n_2 может быть вычислен по следующей формуле:

$$n_2 = n_1 \frac{\Phi_2(x, y)}{\Phi_1(x, y)}. \quad (1)$$

Для повышения точности измерений было также предложено вычислять фазовый объем $V_{1,2}$ микролунок для первой и второй экспозиции. Отношение фазовых объемов дает искомую формулу для вычисления показателя преломления измеряемой жидкости:

$$n_2 = n_1 \cdot \frac{V_2}{V_1}. \quad (2)$$

Если вторую экспозицию провести без рефрактометрической жидкости, то значение n_1 является показателем преломления воздуха, которое несложно вычислить по формуле Эдлена.

Для реализации предложенного метода была изготовлена специализированная термостатируемая измерительная кювета с полированным зеркалом из нержавеющей стали. На этом зеркале с помощью стального закаленного шарика диаметром 0,6 мм была отгеснена система микролунок. Топограмма одной из них приведена на рисунке, глубина лунки 2,1 мкм, диаметр 80 мкм и объем около 500 мкм³ или 0,5 пиколитра. Для сравнения – минимальный объем жидкости, показатель преломления которой можно измерить с помощью современных автоматизированных рефрактометров, составляет единицы миллилитров, т.е. в 10⁹ раз больше, чем в нашем случае.

Для высокоточного измерения оптической разности хода (погрешность не хуже $\lambda/1000$) использовался автоматизированный интерференционный микроскоп по схеме Линника [1]. Проведенные эксперименты показали, что расширенная неопределенность измерения показателя преломления предложенным методом с коэффициентом охвата $k=2$ составила 0,00001.

Список литературы

1. Вишняков Г.Н., Левин Г.Г. Томографический микроскоп Линника для исследования оптически прозрачных объектов // Изм. техника. 1998. №10. С. 18-22.

Э.А. МАНЬКИН, В.Б. ОШУРКО, А.А. РОПЯНОЙ,
М.В. ФЕДОСОВ, А.Н. ФЁДОРОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ВОДЯНОГО МОСТИКА КАК САМООРГАНИЗОВАННОЙ ВОДЫ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Если на два сосуда, заполненных дистиллированной водой и находящихся в контакте подать напряжение 10-30 кВ, происходит формирование «висящего» цилиндра воды между стаканами, которую в литературе называют водяным «мостиком». Данное явление известно более ста лет, но в последние годы интерес к нему объясняется тем, что это явление включает в себя огромное количество труднообъяснимых эффектов. В настоящей работе описаны, полученные нами, результаты по измерению электрических параметров и рамановский спектр ОН валентной колебательной полосы в водяном мостике.



Рис.1. Фотография водяного «мостика»

Необходимость в изучении такого объекта, как «парящий» водяной мостик (рис.1) возникла с тем, что на сегодняшний день отсутствуют объяснения большого числа фактов, касающихся поведения и свойств такого мостика. Для построения нужных объяснений важную информацию может дать знание распределения структур воды в мостике. Одним из методов, позволяющих косвенно изучать структуру водородных связей воды,

является комбинационное (рамановское) рассеяние.

В данной работе были проведены исследования рамановских спектров ОН валентной колебательной полосы дистиллированной воды, растворов соли, щелочи и кислот. Было показано, то наблюдаемое изменение ОН-спектров при переходе от одного раствора к другому определяется главным образом наличием в них ионов H^+ и OH^- . Таким образом, была получена возможность сравнительного анализа других рамановских спектров по вопросу превалирования в них соответствующих ионов. Был поставлен опыт, который показал, что после реакции нейтрализации(щелочь + кислота), гидратные оболочки ионов H^+ и OH^- не исчезают окончательно, а существуют продолжительное время.

В настоящей работе также были зарегистрированы спектры водяного «мостика» в различных поперечных сечениях. В результате было показано, что мостик не является однородной структурой. Структуру мостика можно определить как коаксиальную, в центре находится сердцевина, содержащая в основном воду «льдоподобной» структуры, в то время как наружный слой, по всей вероятности, составляет обычная вода содержащая ионы обоих видов. Данный факт не противоречит существованию некомпенсированного заряда на мостике. Как было показано ранее, если к «мостику» поднести положительно заряженную стеклянную палочку, то он будет притягиваться к ней, образуя арку. Это означает существование некомпенсированного отрицательного заряда.

Было экспериментально подтверждено, что для появления «мостика» с такой структурой принципиальным является протекание электрического тока. При добавлении к постоянной составляющей напряжения питания «мостика» небольшой добавки осциллирующего напряжения наблюдается вольт-амперная характеристика с участком отрицательного дифференциального сопротивления. Было показано наличие гистерезиса в вольт-амперной характеристике водяного «мостика». При постановке эксперимента с использованием трансформаторного масла вместо воды «мостик» не образуется даже при значительно больших напряжениях. При исследовании «мостика» в глицерине также наблюдается вольт-амперная характеристика с участком отрицательного дифференциального сопротивления, а также наблюдаются колебания напряжения на этом участке с периодом примерно 2,8 секунд. При этом ток, текущий через мостик остается постоянным. Было экспериментально показано наличие двух потоков вещества - из стакана с катодом в стакан с анодом и противоположный. Плотность вещества внутри мостика также распределена неоднородно. Еще одно явление заключается в том, что при движении примесей размером порядка нескольких микрон, через мостик наблюдается их циклическое движение по всей длине мостика (в нашей лаборатории в качестве примесей использовались частицы графита). Мостик является весьма чувствительным к внешним условиям. В частности, увеличение температуры приводит к разрушению «мостика». Также увеличение проводимости приводит к тому, что мостик не образуется или является весьма нестабильным образованием. При добавлении электролита в воду максимальная длина «мостика» уменьшается при прочих равных условиях.

В данной работе предполагается объяснение этих явлений на основе представления о свойствах самоорганизации воды.

И.Н. ПАВЛОВ

Московский энергетический институт (технический университет)

ОСОБЕННОСТИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ЖИДКОСТЕЙ ПО НАРУШЕННОМУ ПОЛНОМУ ВНУТРЕННЕМУ ОТРАЖЕНИЮ

Приведено описание методик проведения и результаты экспериментов по лазерной визуализации процессов перемешивания различных жидкостей в кювете, плоском и Т-образном микроканалах.

Процессы перемешивания жидкостей в микроканалах играют важную роль во многих физических, химических и биологических аппаратах. В настоящее время эти процессы изучаются с помощью различных оптических методов, которые предполагают введение в потоки дополнительных маркеров, что не всегда возможно. Предлагаемый метод, основанный на явлении нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), позволяет визуализировать перемешивание «чистых» жидкостей с разными показателями преломления в пристеночном слое. Эффект полного внутреннего отражения (ПВО) [1], широко используется в оптической рефрактометрии для измерения показателя преломления жидких и твердых сред. Наиболее известен рефрактометр Аббе для измерения показателя преломления пространственно однородных жидкостей, заливаемых в кювету.

Схема экспериментальной установки для визуализации пристеночных течений жидкости в канале описана в [2]. В ней пучок излучения от полупроводникового лазера попадает в расширитель пучка. Далее коллимированный пучок направляется на внутреннее основание стеклянной призмы под углом, равным критическому углу ПВО для границы раздела призма – жидкость. Претерпевая полное отражение, пучок попадает на экран. Если в микроканале, образованном стеклянной пластинкой и металлическими полосками толщиной 80 мкм, протекает капля жидкости с показателем преломления, большим показателя преломления жидкости в канале, то в этом месте ПВО нарушается, и коэффициент отражения заметно уменьшается. Получаемое на экране изображение регистрируется цифровой видеокамерой, а затем обрабатывается на компьютере.

Коэффициент отражения падающего излучения на границу раздела «призма-жидкость» выражается формулой

$$\rho_{\parallel} = \operatorname{tg}^2 \left[\theta_i - \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right) \right] / \operatorname{tg}^2 \left[\theta_i + \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i \right) \right],$$

где ρ_{\parallel} – энергетический коэффициент отражения для поляризации излучения, параллельной плоскости падения, θ_i – угол падения излучения, n_1 – показатель преломления стекла призмы, n_2 – показатель преломления жидкости.

Проводились детальные исследования процессов перемешивания различных типов жидкостей (вода, глицерин, смесь глицерина с водой в разных пропорциях, соляной и сахарный растворы с различными концентрациями) в объемной кювете (рис. 1а), в плоском микроканале (рис. 1б) и Т-образном микроканале (рис. 1в). При этом визуализируется как местоположение изменения свойств потока жидкости с большим показателем преломления, так и величина отклонения показателя преломления потока от показателя преломления базовой жидкости. Изменение свойств потока визуализируется на глубине пристеночного слоя, порядка длины волны лазерного излучения.

На рис. 1 показаны примеры рефрактографических изображений пучка на экране, полученные с помощью цифровой камеры.

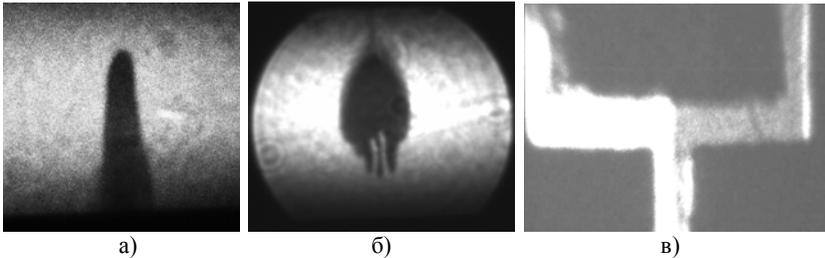


Рис. 1. Примеры рефрактографических изображений: в кювете (а), в плоском микроканале (б), в Т-образном микроканале (в)

Работа выполнялась при финансовой поддержке ФЦП Минобрнауки РФ (ГК 14.740.11.0594) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 10-08-00936а).

Список литературы

1. Информационная оптика / Евтихийев Н.Н., Евтихьева О.А., Компанец И.Н. и др. / Под ред. Евтихьева Н.Н. М.: Издательство МЭИ, 2000.
2. Павлов И.Н., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Лазерный визуализатор неоднородности пристеночных слоев жидкости // Измерительная техника, 2010, №10, с.33-35.

В.И. БУСУРИН, ЗВЕЙ НЭЙ ЗО, А.А. ОГУРЦОВА

Московский авиационный институт (государственный технический университет)

КОМПЕНСАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОГРЕШНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

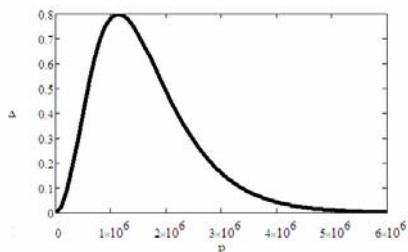
Рассматривается кварцевый преобразователь давления на основе оптического туннелирования, способный работать в горячих зонах двигателей. Исследуется температурная погрешность измерения и предлагается алгоритм ее компенсации.

Преобразователь давления на основе оптического туннелирования может быть выполнен из термостойких материалов, и использоваться для определения давления среды внутри камер сгорания двигателей. Такой преобразователь содержит источник излучения, первичный преобразователь, фотоприемник и блок обработки.

Первичный преобразователь состоит из призмы полного внутреннего отражения и мембраны из оптического материала (кварца), которая закреплена на призме [1]. Для обеспечения максимального диапазона перемещений пластины (около одного микрометра) необходимо, чтобы угол падения излучения был на несколько градусов больше минимального значения θ_{min} , определяемого как $\theta_{min} = \arcsin(n_{воздух}/n_{кварц}) \approx 41^\circ$, например, $\theta_{min} \approx 47^\circ$. Зазор между мембраной и основанием призмы может меняться под действием внешнего воздействия (давления). Начальная величина зазора устанавливается на уровне менее длины волны излучения, т.е. порядка сотен нанометров. Если зазор d больше длины электромагнитной волны ($d \geq \lambda$), то на выходе имеем максимальную оптическую мощность $P_{\phi n}$. Уменьшение зазора приводит ко всему большему проникновению оптического излучения в мембрану и поглощению оптической энергии, т.е. к уменьшению выходного сигнала фотоприемника $P_{\phi n}$. Таким образом, функция преобразования первичного преобразователя определяется зависимостью $P_{\phi n} = f(d)$ мощности оптического излучения $P_{\phi n}$, достигающей фотоприемника, от зазора d . Величина зазора d между призмой и мембраной зависит от прогиба мембраны $w(p, T)$ под действием давления p . Однако, зазор между призмой и мембраной зависит от температурного расширения пленки, обеспечивающей начальный зазор d_0 . Для случая малых перемещений прогиб круглой мембраны зависит от конструктивных параметров мембраны (радиуса R_M , текущего радиуса r , толщины h_M) [2]. Но деформация мембраны также зависит от воздействия температуры, которая влияет на модуль упругости материала $E(T)$ и

коэффициента Пуассона $\mu(T)$ [3]. Эти параметры зависят от изотермического модуля Юнга, изотермического коэффициента Пуассона, теплоемкости кварца ($E=7.5 \cdot 10^{10} \text{ Дж/м}^2$, $\mu=0.17$, $c_p=703 \text{ Дж/(кг К)}$) [4] и температурного коэффициента линейного расширения (при $T_1=0 \dots 20^\circ \text{C}$, $\alpha \approx 1.4 \cdot 10^{-6}$, $T_2=20 \dots 50^\circ \text{C}$, $\alpha \approx 0.7 \cdot 10^{-6}$, $T_3=50 \dots 100^\circ \text{C}$, $\alpha \approx 0.2 \cdot 10^{-6}$) [5]. При изменении температуры возникает температурная погрешность прогиба мембраны, которая при одновременном влиянии модуля Юнга и коэффициента Пуассона составляет около ($\Delta \approx 1\%$).

Таким образом, мощность оптического излучения $P_{\text{фн}}$ зависит от



величины зазора d , который в свою очередь зависит от давления и от температуры окружающей среды. В результате получаем функцию, зависящую от двух переменных, $P_{\text{фн}}=f(p, T)$. График температурной погрешности мощности фотоприемника (при $p=0 \dots 6 \text{ Мпа}$, $T=273 \dots 373 \text{ К}$) показан на рисунке.

Возникающую дополнительную температурную погрешность при измерении давления, предлагается компенсировать в блоке обработки данных, реализованном на ПЛИС. Для этого организуется поиск значения давления по двум сигналам: мощности фотоприемника, преобразованной в выходное напряжение, и текущей температуре, значения которой в виде цифрового кода поступают от датчиков температуры, интегрированных с преобразователем давления. Выходное напряжение преобразователя $U_{\text{вых}}$ является функцией давления и температуры $U_{\text{вых}}=f(p, T)$. Зная две координаты (выходное напряжение и температуру), можно найти третью необходимую координату – давление p . Таким образом, значение давления ищется для всех точек трехмерного массива и выводится в виде кода потребителю. Для обеспечения температурной коррекции, необходимо сравнивать по точкам пришедший трехмерный массив данных с заданной моделью. При этом шаг дискретизации выбирается из условия обеспечения заданной точности измерений.

Список литературы

1. Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Андреева Л.Е., Пономарев С.Д. Расчет упругих элементов машин и приборов. М.: Машиностроение, 1980.
3. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Теория упругости. М.: Наука. 1987.
4. sales@elektrosteklo.ru
5. <http://www.tydex.ru>

Р.В. РОМАШКО, М.Н. БЕЗРУК

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ШЕСТИКАНАЛЬНЫЙ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ АДАПТИВНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ НАНОМЕТРОЛОГИИ

Разработана и реализована шестиканальная адаптивная измерительная система интерферометрического типа, предназначенная для измерения сверхмалых динамических величин, в частности вибраций, колебаний, деформаций, перемещений (нано- и субнанометрового диапазона), механических напряжений.

Адаптивная интерферометрическая измерительная система построена на основе использования динамических диффузионных голограмм, которые формируются в фоторефрактивном кристалле CdTe:V [1]. Голограмма формируется в результате взаимодействия одной опорной волны одновременно с шестью объектными. Чувствительными элементами адаптивной системы являются многомодовые волоконные световоды. Внешнее воздействие, которое подлежит измерению, приводит к модуляции фазы в волоконных световодах. Модуляция фазы с помощью голограммы преобразуется в модулированный по мощности сигнал.

Интерферометр характеризуется высокой чувствительностью, которая всего в 17 раз ниже максимальной чувствительности, лишь теоретически достижимой в классическом интерферометре. Такая чувствительность при обеспечении в сигнальном пучке световой мощности в 1 мВт позволяет в реальных условиях устойчиво детектировать в широкой полосе частот (до 10 МГц) изменения длины волоконного световода (вызванные, например, вибрацией) с амплитудой в диапазоне от 5 до 520 нм.

Время записи голограмм при интенсивности излучения $0,3\text{Вт/мм}^2$ составило 3 мс, что позволило обеспечить в адаптивном интерферометре частоту отсечки в 700 Гц. Это в свою очередь сделало возможным обеспечить устойчивую работу многоканального интерферометра в условиях промышленных шумов, характерная частота которых составляет $(50\div 100)$ Гц.

Использование ортогональной геометрии взаимодействия волн, при которой опорный и объектные лучи пересекаются в кристалле под прямым углом в фоторефрактивном кристалле вдоль основных кристаллографических осей, позволяет обойтись без традиционно используемого в схемах адаптивных интерферометров поляризационного

фильтра, который вносит значительные потери, снижая тем самым чувствительность, а также внося поляризационные шумы.

Разработанная многоканальная адаптивная интерферометрическая система была исследована на наличие в ней перекрестных шумов между каналами. С этой целью в каналы адаптивной системы вносилась фазовая модуляция на разной частоте (2; 5,5; 9; 12; 16 и 20,5 кГц для каждого канала соответственно) с равной амплитудой 0,7 радиан. Результаты исследования показали, что в сигнале каждого канала помимо гармоник

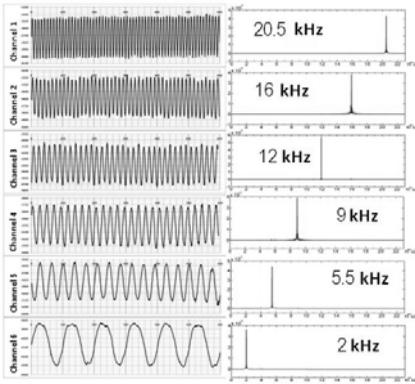


Рис. 1. Осциллограммы сигналов каждого канала, и их фурье-спектры

основного сигнала присутствуют сигналы на частотах других каналов, что свидетельствует о наличии перекрестных шумов между каналами. Величина перекрестного шума составила в среднем 5% от основного сигнала в канале. Было установлено, что наибольший вклад в перекрестные шумы связан с отражением излучения от торцов многомодовых волоконных световодов, в которые излучение вводится посредством шестиканального волоконно-оптического разветвителя. С целью устранения этого источника шумов торцы волоконных световодов были обработаны иммерсионным маслом, что привело к уменьшению величины отраженного излучения, и как следствие снижению уровня перекрестных шумов, которые составили менее 0,8%. На рис. 1 представлены осциллограммы сигналов демодуляции в каждом из 6-ти каналов вместе с их фурье-спектрами. Как видно, в спектре каждого канала содержится только одна компонента на соответствующей частоте модуляции.

Разработанная шестиканальная адаптивная измерительная система может быть использована при неразрушающих исследованиях и мониторинге материалов.

Список литературы

1. Kamchilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N. Adaptive interferometry with photorefractive crystals // J. Appl. Phys. 105. P.2-11.

А.О. ТАГАНОВ, А.В. КРЕТУШЕВ, Т.В. ВЫШЕНСКАЯ,
М.А. СТЕНИНА¹, Л.И. КРИВОВ¹, В.П. ТЫЧИНСКИЙ

*Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет)*

¹*Российский государственный медицинский университет им. Н.И. Пирогова, Москва*

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭРИТРОЦИТОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИХ МОРФОФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТОДОМ КОГЕРЕНТНОЙ ФАЗОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Рассматривается проблема определения функционального состояния отдельной клетки и анализ происходящих в ней процессов с использованием интерференционной микроскопии. Предложены алгоритмы и разработано программное обеспечение для определения параметров фазового изображения клеток. Обсуждается возможность использования этих параметров для диагностики морфофункционального состояния отдельных клеток крови на примере эритроцитов мыши.

Проблема определения функционального состояния живой клетки и понимание происходящих в ней метаболических процессов является актуальной задачей биофизики и фундаментальной медицины. Для решения этой проблемы необходимы высокочувствительные методы прижизненной микроскопии [1-3]. Мы предлагаем новый подход, основанный на анализе количественных фазовых изображений, полученных с помощью методов современной интерференционной (фазовой) микроскопии [4-6].

Измерения были проведены на когерентном фазовом микроскопе «Эйрискан», разработанном в МИРЭА. Непосредственно измеряемой величиной в КФМ «Эйрискан» является оптическая разность хода (ОРХ), зависящая от геометрических размеров объекта и показателя преломления его структур. Ряд характерных параметров определялся по фазовому изображению и фазовому профилю отдельной клетки (рис. 1).

Для анализа морфофункционального состояния было разработано оригинальное программное обеспечение, позволяющее определять следующие параметры клетки: максимальную фазовую толщину Δh [нм], фазовую толщину в центре d_{center} [нм], внешний диаметр d_{ext} [мкм], внутренний диаметр d_{int} [мкм], площадь проекции на плоскость изображения S_{ery} [мкм²], фазовую площадь S_{phase} [мкм²], фазовый объем V_{phase} [мкм³].

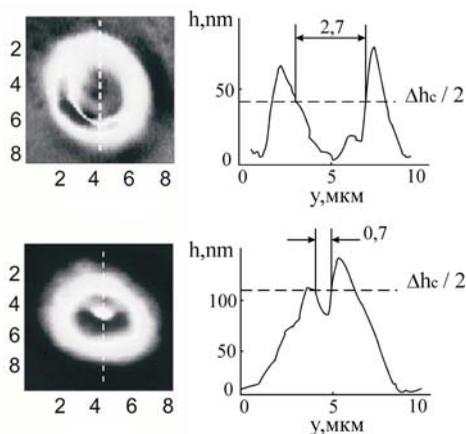


Рис. 1. Фазовое изображение и профиль фазовой высоты эритроцита нормальной мыши (а), эритроцита мыши-мутанта по гену дистрофина (б)

В качестве объекта измерений были выбраны эритроциты мыши. Нами был проведён сравнительный анализ эритроцитов нормальной мыши и мыши-мутанта по гену дистрофина. В таблице 1 приведены средние значения перечисленных выше параметров. Полученные результаты могут лечь в основу диагностики заболеваний и биоскрининга лекарственных препаратов на клеточном уровне.

Таблица 1

	Δh , нм	d_{ext} , мкм	d_{int} , мкм	S_{ery} , мкм ²	S_{phase} , мкм ²	V_{phase} , мкм ³
Норма	170±30	7±0,9	2±0,7	72±14	0,48±0,16	3,0±1
Мутант	140±20	5±1,8	1±0,1	69±27	0,38±0,1	2,4±1

Список литературы

1. S. Mueller, G. Nebe-von-Caron, Functional single-cell analyses; flow cytometry and cell sorting of microbial populations and communities, FEMS Microbial Rev 34:554-587, 2010.
2. S.W. Hell, Far-field optical nanoscopy, PNAS 105, 14271, 2008.
3. G.Shtengel, et al., Interferometric fluorescent super-resolution microscopy resolves 3D cellular ultrastructures, PNAS 106(3): 3125-3110, 2009.
4. G.Popescu, Quantitative phase imaging of nanoscale cell structure and dynamics, In: Methods in cell biology, Ed. Bhanu, v.90 Charter 5, Elsevier Inc.2008.
5. Левин Г.Г., Бульгин Ф.В., Вишняков Г.Н. Когерентные осцилляции состояния молекул белка в живых клетках // Цитология. 2005. Т.47. №4. С.348-356.
6. Tychinsky V.P., Tikhonov A.N. Interference Microscopy in Cell Biophysics. Principles and methodological aspects of Coherent Phase Microscopy, Cell Biochemistry and Biophysics, 58(3), 107-116, 2010.

И.В. КЛЕМЯШОВ, В.П. ТЫЧИНСКИЙ

*Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет)*

РЕГИСТРАЦИЯ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ ОТКЛИКА ОПУХОЛЕВЫХ КЛЕТОК НА ВНЕШНИЕ ФАКТОРЫ ПО ПАРАМЕТРАМ ИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА КОГЕРЕНТНОМ ФАЗОВОМ МИКРОСКОПЕ

Ядрышки – внутриядерные компартменты, в которых осуществляется биогенез рибосом, в частности, транскрипция генов, кодирующих рибосомальные белки. Ядрышки – динамичные образования: их структурно-функциональная организация изменяется в ответ на разнообразные воздействия. Эти изменения составляют важный компонент реакции клеток на стресс – совокупности процессов, обуславливающих их адаптацию к внешним воздействиям или гибель. Использована линия трансформированных клеток человека: НСТ116 (рак толстой кишки).

Ранее в работах совместно с лабораторией д.м.н. А.А. Штиля (ГУ Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина РАМН) была показана принципиальная возможность изучения методом когерентной фазовой микроскопии (КФМ) “ядрышкового стресса” – совокупности структурно-функциональных изменений ядрышек при действии на клетки фармакологических соединений, являющихся непосредственными ингибиторами генной транскрипции – актиномицина Д и оливомицина [1, 2]. Метод КФМ регистрирует изменения оптических параметров ядрышек уже в первые минуты воздействия указанных ингибиторов.

Принцип КФМ состоит в измерении локального значения оптической разности хода (оптической толщины ОТ) $h(x, y)$ в нормированных на длину волны численных значениях, которая связана с показателями преломления объекта $n(x, y, z)$ и внешней среды n_0 соотношением:

$$h(x, y) = \int [n(x, y, z) - n_0] dz$$

При сдвиге осмотического равновесия (рис. 1) на выбранной нативной клетке проводились непрерывные измерения фазовых изображений до и после добавления 20% воды к модифицированной Дальбекко питательной среде Игла. В течение 30 мин произошла диссоциация ядрышка (Я) (рис. 1а). Интенсивные флуктуации ОТ (соответствуют активному процессу) наблюдались в виде расходящегося от центра Я сферического фронта (рис. 1б), причем максимум соответствует центральной части,

куда в момент активного процесса сегрегации за счёт осмотического давления начинала поступать вода. Проведенные расчёты показали, что на месте Я образовалась водная вакуоль.

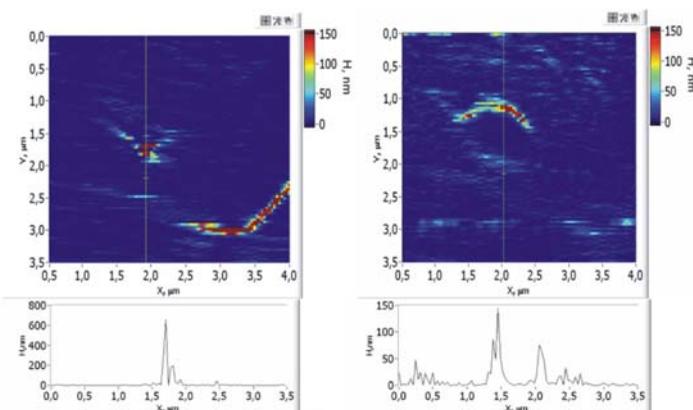
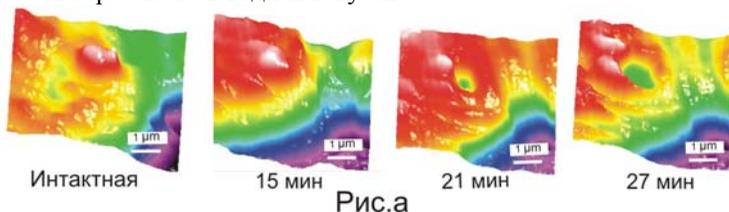


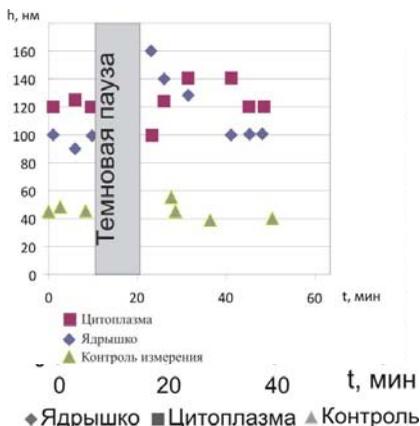
Рис. 1. Динамика структурных изменений ядрышка при гипотонической реакции: трёхмерные фазовые изображения части опухолевой клетки (а), увеличенные в масштабе области флуктуаций оптической толщины, соответствуют 20 и 30 мин (б)

Изучение оптических параметров [3] проведено при действии на клетки прямых фармакологических блокаторов транскрипции и в результате опосредованного влияния на ядрышки - при нарушениях энергетического метаболизма, разборке микротрубочек, снижении пула внутриклеточного АТФ (таблица 1). Снижение ОТ ядрышка есть проявление общей реакции клетки на разнообразные нарушения ее метаболизма. Из этого следует, что неинвазивный метод КФМ выявляет важную связь физических параметров и морфо-функционального состояния микрообъектов: эти параметры количественно описывают совокупность процессов, составляющих “ядрышковый стресс”. Контролем служили данные, полученные на электронном микроскопе JEM-1200 EX-II (Япония).

Таблица 1

Параметры ядрышка	Линия клеток НСТ116				
	Контроль	Ротенон 50 мкМ +SF 10 мкМ	Олигомицин 5 мкМ	Афидиколин 10 мкМ	Винкристин 1 мкМ
Средняя опти- ческая толщина < Δh >, нм	80	45	50	20	40
Средняя реф- рактерность < Δn >	0,040	0,025	0,025	0,020	0,015

Эксперимент при темновой паузе в низкоинтенсивном излучении He-Ne лазера (НИЛИ около 0,5 мВт/мм²) с $\lambda=633$ нм показал, что ядрышко и цитоплазма среагировали уже в первые минуты начала облучения. Фазовая высота ядрышка возросла на 60 нм и вернулась к первоначальному значению в течение 20 мин. (Этот эффект возможно связан с процессом скручивания-раскручивания хромосом, уплотнением фибриллярной части Я). Фазовая высота цитоплазмы менялась на 20 нм. Это можно объяснить изменением (энергизацией НИЛИ) оптических свойств митохондрий. Контролем служил дефект на подложке, высота которого не менялась.



Список литературы

1. Тычинский В.П., Кретушев А.В., Клемяшов И.В. и др. Когерентная фазовая микроскопия – новый подход к исследованию физиологического состояния ядрышка // Докл. РАН, серия Биофизика, Биохимия и Мол. Биология, 405(4), 2005.
2. Тычинский В.П., Кретушев А.В., Клемяшов И.В. и др. Исследование оптических параметров ядрышек при действии ингибиторов транскрипции методом когерентной фазовой микроскопии // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 142(10), 465-470 (2006).
3. Tychinsky V.P., Kretushev A.V., Klemyashov I.V., et.al. Quantitative Real Time Analysis of the analysis of the 'Nucleolar Stress' by Coherent Phase Microscopy 2008, J. Biomed Opt, 2008; 13(6),1205-1214.

Ю.Н. ЗАХАРОВ, В.В. ЛОБЫНЦЕВА

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ КЛЕТОЧНЫХ КУЛЬТУР НА КОНФОКАЛЬНОМ СКАНИРУЮЩЕМ МИКРОСКОПЕ

Измерение не только интенсивности, но и фазового фронта микроскопических изображений производится посредством записи осевой голограммы на прошедшем специальную доработку конфокальном сканирующем микроскопе LSM-510. Сканирование по глубине объекта после регистрации единственного изображения значительно экономит объем памяти и время записи, позволяя трехмерную регистрацию динамических процессов.

Современное исследование клеточных культур сердечных и нейрональных тканей невозможно представить без использования оптических микроскопов с хорошим разрешением. В настоящее время микроскопия все больше превращается из наблюдательной в измерительную. Однако наблюдаемое в окуляры микроскопа [1] или выведенное на экран монитора или захваченное в цифровом виде изображение может в значительной мере отличаться от реального исследуемого биологического объекта. Мы можем сильно ошибаться в интерпретации полученных изображений вследствие малого контраста и интегральных искажений при прохождении такого неоднородного полупрозрачного объекта. Даже если для исследования живых нейрональных культур и переживающих срезов [2] будет использоваться метод сканирующей конфокальной микроскопии, в случае таких прозрачных объектов с малыми различиями коэффициента поглощения (или, в зависимости от схемы, отражения), изображения получаются малоконтрастными и содержащими информацию лишь о поперечном строении выбранного сечения. Для получения объемной структуры объекта необходимо получить его трехмерное представление.

Это возможно при использовании метода последовательного сканирования каждого уровня. Результат говорит об отражающих свойствах каждой плоскости и, в принципе, можно построить трехмерную форму мембраны клеток и выделить более плотные внутриклеточные образования, при этом в фазе волны содержится информация об интегральной оптической толщине объекта.

Нашей целью являлось проведение измерений амплитуды и фазы объектной волны на стандартном оборудовании, имеющимся во многих

научных лабораториях. Поэтому мы доработали конфокальный сканирующий микроскоп LSM-510, расширив его методы работы возможностью получения информации, как об интенсивности, так и фазовой информации, тем самым получив возможность 3D-имиджинга биологических объектов.

Благодаря используемым в сканирующей микроскопии лазерам, с хорошей когерентностью, и цифровому методу получения и обработки изображения мы без серьезных конструктивных изменений можем записать цифровую голограмму исследуемого объекта и восстановить по ней трехмерный вид.

Для записи цифровой осевой голограммы в сканирующем конфокальном режиме нам необходимо завести в регистрирующий канал опорный луч, когерентный с объектным. Этот луч мы получаем делением зондирующего луча по амплитуде. При этом необходимо учитывать как принципы получения конфокальных изображений при оптическом сканировании, так и конструктивные особенности канала прохождения сканирующего луча. Если получать опорный луч путем помещения полупрозрачной пластинки непосредственно перед объектом, как в широкопольной микроскопии, то такой луч в силу особенности системы сканирования отклонится от оптической оси и не будет попадать в регистрирующий блок. Поэтому мы использовали в качестве светоделиителя полупрозрачное зеркало, расположенное до оптических сканеров. Также важно выравнивание длины оптического пути опорной и объектной волн для формирования на регистрирующей матрице голограммной структуры.

Восстановление голограммы позволяет получить трехмерную структуру объекта.

Данный метод значительно ускоряет процесс накопления данных по сравнению с методом z-сканирования, что дает возможность для регистрации динамических процессов при исследовании биологических объектов.

Также он в значительной мере экономит объем цифровой памяти необходимой для записи и восстановления изображения с высоким разрешением.

Список литературы

1. Штейн Г.И. Руководство по конфокальной микроскопии. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2007, с.358.
2. Митюшов М.И., Емельянов Н.А., Мокрушин А.А. и др. Переживающий срез мозга как объект нейрофизиологического и нейрохимического исследования. Л.: Наука, 1986.

С.А. САВОНИН, А.Ю. АБРАМОВ, В.П. РЯБУХО
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ДИФфуЗИИ В ПОЛИМЕРНЫХ СРЕДАХ

Методы цифровой голографии, в сочетании с микроскопией, дают возможность исследования объемного распределения различных физических параметров внутри прозрачных микрообъектов.

Авторским коллективом были разработаны физические и технические основы нового типа цифрового голографического микроскопа (рис. 1), предназначенного для исследования прозрачных микрообъектов технического и биологического происхождения; создано программное обеспечение для обработки цифровых голограмм [1].

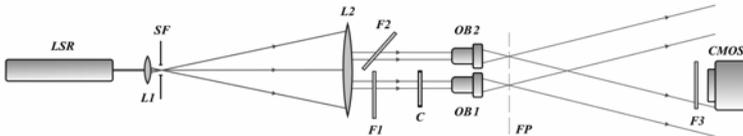


Рис. 1. Схема цифрового голографического микроскопа: *LSR* – He-Ne лазер; *SF* – пространственный фильтр; *L1-L2* – коллиматор; *F1, F2, F3* – нейтральные фильтры; *C* – исследуемый фазовый объект; *OB1, OB2* – микрообъективы; *FP* – фокальная плоскость микрообъективов; *CMOS* – цифровая фотокамера

Методом цифровой голографической микроскопии проведено исследование кинетики процесса взаимодиффузии в системе “полимерная пленка–растворитель”. Объектом исследования служили водорастворимые пленочные образцы биополимера хитозана, широко применяемого в различных областях медицины (в комбустиологии, стоматологии и т.д.).

На рис. 2 приведены вычисленные цифровые интерферограммы, соответствующие различным стадиям процесса взаимодиффузии компонентов в системе хитозан–вода. В начальные моменты времени наблюдается появление интерференционных полос в области пленки, что свидетельствует о диффузии воды в полимер, приводящей к набуханию пленки (рис. 2б и 2в). Кроме того происходит растворение пленки, о чем свидетельствует стремительное расширение интерференционной

структуры в области воды. По полученным интерферограммам были рассчитаны концентрационный профиль системы хитозан–вода в процессе взаимодиффузии (рис. 3), а также коэффициенты диффузии [2].

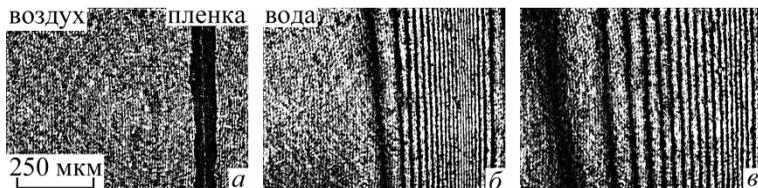


Рис.2. Граница раздела полимерная пленка – воздух (а). Интерферограммы, соответствующие различным временам диффузии компонентов системы хитозан–вода: 20 с (б), 70 с (в)

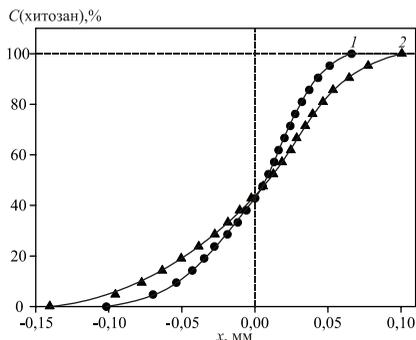


Рис. 3. Концентрационный профиль системы хитозан–вода в процессе взаимодиффузии: время диффузии 10 с (1), время диффузии 20 с (2)

Как показали эксперименты, метод цифровой голографической микроскопии может успешно применяться для исследования диффузионных процессов в полимерных системах. Разработанный цифровой голографический микроскоп позволяет восстанавливать концентрационные распределения в растворах; исследовать структуру синтетических микро- и нановолокон, особенности процессов их растворения; проводить неинвазивное исследование биологических тканей и отдельных клеток.

Список литературы

1. Абрамов А.Ю., Савонин С.А., Диков О.В., Перепелицына О.А., Рябухо В.П. Цифровая голографическая интерферометрия сфокусированных изображений фазовых микрообъектов // Сборник трудов международной конференции «ФПО-2010». СПб, 2010. Т.1. С.272-274.
2. Абрамов А.Ю., Савонин С.А., Шиповская А.Б., Рябухо В.П. Применение цифровой голографической микроскопии для исследования процесса растворения хитозана в воде // Межвуз. сб. науч. тр. VII Всерос. конф. молодых ученых. Саратов: КУБиК. 2010. С.242-244.

К.Е. ЛОЩИЛОВ

Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва

МЕТОД УЛУЧШЕНИЯ РЕКОНСТРУКЦИИ ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМЫ ОБЪЕКТА В ОПТИЧЕСКОЙ ПРОФИЛОМЕТРИИ

Описан способ для оптической профилометрии, позволяющий измерять форму трехмерных объектов с большими градиентами профиля или с наличием несвязанных между собой областей.

Основным методом, который используется в оптических системах для бесконтактного измерения трехмерной формы объектов, является метод проекции полос.

Спроецированная на объект система параллельных полос искажается на нем и напоминает интерферограмму, полученную в полосах конечной ширины. Распределение фазы такой интерферограммы несет информацию о высоте объекта.

Поверхности равной фазы в схемах освещения объекта структурированным светом и регистрации его изображения в параллельных либо в конусных лучах представляют собой плоскости, параллельные базовой плоскости (рис. 1).

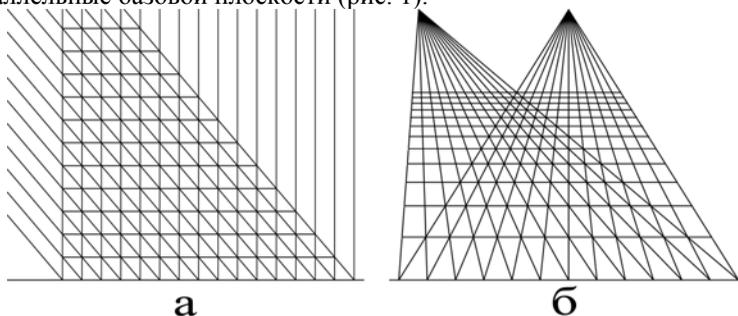


Рис. 1. Поверхности равной фазы в схеме освещения объекта структурированным светом и регистрации изображения объекта: в параллельных лучах (а); в конусных лучах (б)

Расстояние между базовой плоскостью и поверхностью равной фазы, по аналогии с интерферометрией в полосах бесконечной ширины, можно принять за эффективную длину волны, эквивалентную длине волны света в интерферометрии.

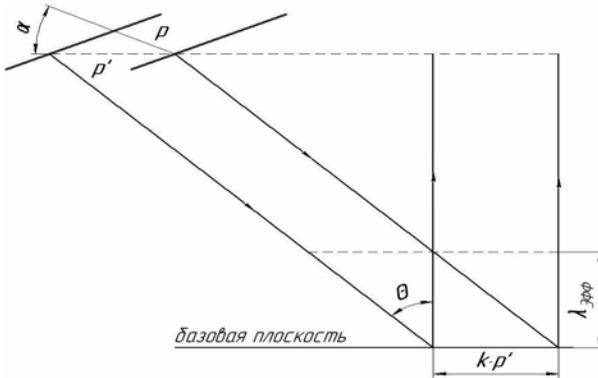


Рис. 2. Схема освещения объекта структурированным светом и регистрации изображения

Из геометрии оптической схемы освещения объекта структурированным светом и регистрации изображения (рис. 2) можно получить выражения для эффективной длины волны:

$$\lambda_{\text{эфф}} = \frac{k \cdot p}{\cos(\alpha) \cdot \text{tg}(\theta)},$$

где p – период полос решетки; α – угол между линией, перпендикулярной полосам решетки, и направлением вдоль плоскости, проходящей через оптические оси проецирующего и отображающего каналов; θ – угол между направлениями проецирования и отображения; k – коэффициент увеличения оптической системы (для оптической системы в параллельных лучах, приведенной на рис. 2, $k = 1$).

Если высота измеряемого объекта превышает эквивалентную длину волны, то происходит разрыв реконструированной фазы и необходима операция сшивки фазы. Изменения параметров оптической схемы (углов α и θ и периода полос решетки p) позволяют добиться такого значения эффективной длины волны, при котором можно проводить измерения формы объекта без сшивки фазы. Эта задача актуальна, если измеряемая поверхность имеет большие градиенты профиля или разделена (например, теневыми участками) на несвязанные между собой области.

Наличие в измерительной оптической системе каналов с различной эффективной длиной волны и совместная обработка полученных от них данных позволяют решать приведенные выше задачи при реконструкции трехмерной формы объектов с сохранением требуемой точности измерений.

К.М. ЛАПИЦКИЙ, А.В. ТОЛКАЧЕВ

Московский энергетический институт (технический университет)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКОСТИ ОКОЛО НАГРЕТЫХ ТЕЛ С КРОМКАМИ

Рассматривается распространение лазерного пучка в жидкости, имеющей температурную неоднородность вблизи нагретых тел с кромками, приводящего к существенному искривлению его формы. Приведена методика визуализации температурных неоднородных полей около тел с кромками в оптически прозрачной жидкости при помощи лазерного излучения.

Одним из встречающихся на практике случаев взаимодействия лазерного излучения с веществом, в результате которого существенно изменяется структура пучка, является рефракция в среде с переменным показателем преломления. Примером может служить рефракция пучка в тепловом пограничном слое около нагретого тела, помещенного в оптически прозрачную жидкость. В [1] рассмотрены случаи рефракции излучения около тел с радиальной симметрией, для которых существует решение обратной задачи восстановления температурного поля. Решение как прямой, так и обратной задачи для случая тел с кромками затруднено из-за существенно нерегулярной структуры температурного поля [2]. Моделирование распространения пучка в такой среде может быть проведено только с применением численных методов, для чего была разработана специальная программа.

В [3] рассмотрена методика визуализации температурного поля около кромок нагретого и остывающего в холодной воде цилиндра, основанная на анализе деформации формы плоского лазерного пучка, прошедшего через оптическую неоднородность среды в непосредственной близости от объекта исследования. Приведены примеры расчетных и экспериментальных рефрактограмм – изображений на матовом экране, искривленных из-за рефракции плоского лазерного пучка. Проведен поиск оптимального способа зондирования пограничного слоя.

В данной работе объектами исследований являлись нагретые призма и параллелепипед, остывающие в холодной воде. На рис. 1 приведены рассчитанная по алгоритму, приведенному в [2, 3], и экспериментально полученная для случая распространения плоского лазерного пучка в неоднородности вблизи ребра призмы рефрактограммы, а на рис. 2 – под параллелепипедом (плоский лазерный пучок распространяется параллельно нижней грани параллелепипеда). Сравнение расчетных и

экспериментальных данных указывает на их качественное совпадение. Поэтому в дальнейшем необходимо проводить расчеты с учетом экспериментально полученных параметров температурного поля около объекта исследования.

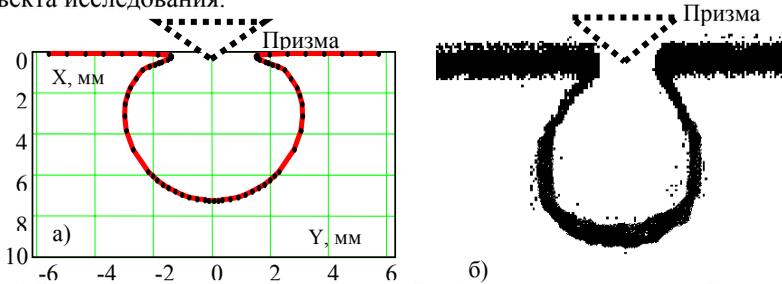


Рис.1. Расчетная (а) и экспериментальная (б) рефрактограммы около ребра призмы

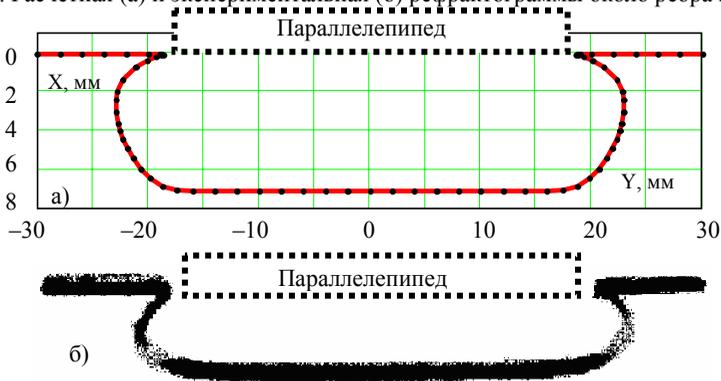


Рис.2. Расчетная (а) и экспериментальная (б) рефрактограммы около дна параллелепипеда

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № 02.740.11.0449) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.2.2.2.5691).

Список литературы

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.
2. Лапицкий К.М., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Моделирование влияния краевых эффектов на рефракцию лазерного пучка в температурной неоднородности // Изм. техн. 2008, №7. С. 28–31.
3. Лапицкий К.М., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Алгоритм расчета рефрактограмм плоского лазерного пучка в оптически неоднородной среде // Изм. техн. 2009, №5. С.36–40.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, Н.П. КРАЕВА

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ СКОРОСТИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ

В настоящей работе разработан оптический спекл-корреляционный метод исследования кинетических явлений и параметров неравновесных процессов с участием наночастиц, когда последние приобретают избыточную по сравнению с окружающей их средой кинетическую энергию, в результате облучения водной взвеси мощным лазерным импульсом. Показано, что время релаксации скорости наночастицы в жидкости значительно превышает время торможения, определяемое из закона Стокса.

Накопление и обобщение данных о параметрах неравновесных процессов с участием наночастиц, когда последние приобретают избыточную по сравнению с окружающей их средой кинетическую энергию, является актуальной задачей при проведении исследований кинетики наночастиц в различных растворах и взвесьях. Способность таких частиц разрушать или катализировать разрушение нежелательных молекул и их конгломератов делает привлекательным их использование для тонкой обработки поверхностей, для терапии онкологических новообразований и других применений [1]. Измерение среднеквадратичной скорости движения частиц малого диаметра, в настоящей работе производится с использованием модифицированного метода динамического рассеяния света (рис.1а), в котором применяется существенно более быстрый алгоритм вычисления корреляционной функции, основанный на процедуре пространственного усреднения данных [2]. Результаты измерения временной зависимости нормированной корреляционной функции $B(t)$ для низкоконцентрированной (0,07 г/л) водной взвеси частиц SiO_2 ($a=30$ нм) после воздействия на взвесь сфокусированного излучения импульсного параметрического лазера (позиция 2 на рис. 1) с длиной волны $\lambda=0,530$ мкм, протяженностью импульса 3,5 нс и плотностью мощности в области фокуса $\sim 10^{12}$ Вт/м², представлены на рис. 1.б. Из полученных результатов следует, что величина избыточной скорости исследуемых частиц уменьшается с течением времени по закону близкому к t^{-1} .

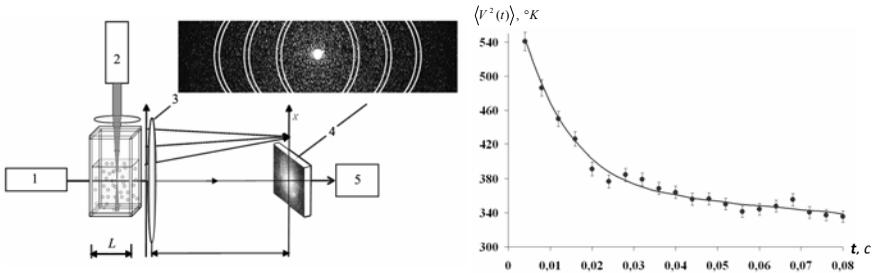


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – He-Ne лазер, 2 – импульсный лазер, 3 – линза, 4 – ПЗС матрица, 5 – компьютеризованная система обработки изображений (а). На врезке представлена характерная спекл-картина, регистрируемая ПЗС, кольцами показаны области усреднения данных при расчёте корреляционной функции $B(t)$. Зависимость нормированной среднеквадратичной скорости неравновесных наночастиц частиц SiO_2 от времени (б)

Таким образом, процесс релаксации скорости наночастицы до тепловой во многом определяется полем сторонних нестационарных сил, действующих на частицу со стороны несущей среды. В результате индивидуальных взаимодействий наночастицы с молекулами среды, имеющими всевозможные распределения по скоростям, поле случайных сил может помимо торможения оказывать и ускоряющее действие на наночастицу, что делает процесс релаксации более длительным (на несколько порядков), по сравнению со временем торможения t_{CT} , определяемым из закона Стокса [3]. Подобное действие на наночастицу будут оказывать микрофлуктуации полей макроскопических переменных несущей среды, которые порождаются неравновесными физическими процессами, происходящими в среде и обусловленными движением наночастицы. К ним можно отнести образование пузырьков пара, звуковые волны, флуктуации температуры и плотности среды.

Список литературы

1. Lukianova-Hleb E.Y., Hanna E.Y., Hafner J.H., Lapotko D.O. Tunable plasmonic nanobubbles for cell theranostics. *Nanotechnology*, 21, 2010, 10pp.
2. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Ланцов А.Д., Краева Н.П. Корреляционный метод обработки картин динамического рассеяния света малоразмерными частицами основанный на процедуре пространственного усреднения данных // *Автометрия*. 2010. Т. 46, № 3, 96-99.
3. Рудяк В.Я., Белкин А.А., Томилина Е.А. Сила, действующая на наночастицу в жидкости. *Письма в ЖТФ*, 2008, т.34, вып. 2. стр. 69-74.

И.С. ДОРНИН, К.Н. ОКИШЕВ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ ЖИДКОФАЗНЫХ НАНОСИСТЕМ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕИВАНИЯ СВЕТА

Рассмотрено применение метода динамического рассеивания света для измерения распределения частиц в гетерогенных жидкофазных средах, на примере суспензии наночастиц диоксида кремния.

При исследованиях взаимодействия лазерного излучения с дисперсными гетерогенными жидкофазными наносистемами требуется локальное измерение температуры и концентрации. Эти задачи могут быть решены с помощью метода динамического рассеивания света [1].

Для апробации метода была использована экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1. Установка состоит из волоконно-оптического разветвителя 1 к которому с помощью одномодового оптического волокна 2 подключены – полупроводниковый лазер 3, кювета с исследуемой суспензией 4 и фотоприемник 5. Излучение, генерируемое лазером 3, проходит через разветвитель 1 и поступает в кювету 4, где оно рассеивается хаотически движущимися частицами суспензии и частично возвращается в волокно. Возвращенное излучение преобразуется с помощью фотоприемника 5 в электрический сигнал, который записывается запоминающим осциллографом 6 и передается в компьютер 7 для обработки.

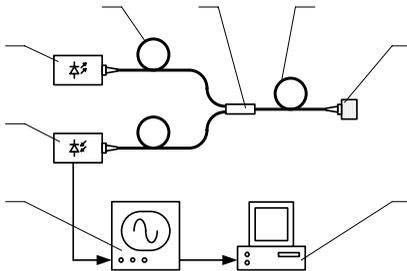


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

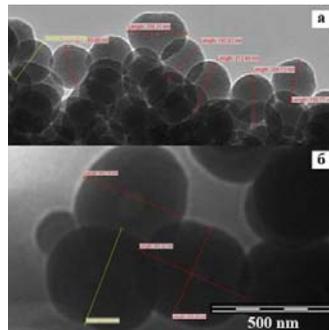


Рис. 2. Электронные фотографии наночастиц диоксида кремния: 200 нм (а), 450 нм (б)

В качестве исследуемой дисперсной наносистемы была выбрана суспензия наночастиц диоксида кремния в этиловом спирте, полученная по методу Стобера [2]. Были исследованы две пробы суспензии, со средним диаметром частиц 200 и 450 нм (рис. 2).

Из записанного экспериментального сигнала были получены функции автокорреляции интенсивности принятого рассеянного излучения (рис. 3а). На основе, которых методом регуляризации Тихонова [3] решалась обратная задача, получения распределения размеров наночастиц суспензии по размерам. Восстановленное распределение наночастиц для двух проб приведено на рис. 3б.

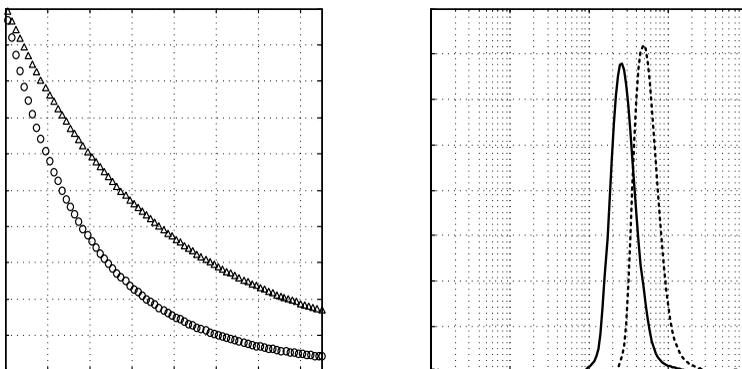


Рис. 3. Функция автокорреляции (а) и восстановленное распределение частиц по размерам (б)

Как видно из рис. 2 и 3 данные, о распределении полученные в ходе эксперимента хорошо согласуются с результатами электронной микроскопии. Следовательно, если заранее определить распределение частиц в суспензии при известной температуре и концентрации в дальнейшем можно использовать этот метод для определения температуры суспензии.

Список литературы

1. Камминс Г., Пайк Э. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов. М.: Мир, 1978.
2. Stober W., Fink A., Bohn E. Controlled growth of monodisperse silica spheres in micron size range // Colloid Interface Sci. 1968. №26. С. 62-66.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986.

В.И. ИВАНОВ, А.А. КУЗИН, А.И. ЛИВАШВИЛИ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКОСТИ С НАНОЧАСТИЦАМИ

Теоретически исследован электрострикционный механизм образования концентрационной линзы гауссовым пучком излучения в тонком слое дисперсной среды.

В дисперсной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков. В зависимости от знака поляризуемости микрочастицы могут втягиваться (если показатель преломления вещества дисперсной фазы больше, чем дисперсионной среды) или выталкиваться (в обратном случае) из областей с большей напряженностью электрического поля электромагнитной волны. Данный тип концентрационной нелинейности использовался для записи динамических голограмм, а также для реализации оптической бистабильности [1].

Целью данной работы является теоретическое изучение динамики самовоздействия гауссова пучка излучения за счёт электрострикционного механизма нелинейности.

Рассмотрим среду, состоящую из наночастиц дисперсной фазы с концентрацией C и жидкофазной дисперсионной среды. На плоскую границу кюветы падает пучок света с гауссовым поперечным распределением интенсивности. Изменение концентрации $C(r, t)$ дисперсных частиц находим, решая нестационарное уравнение диффузии, которое можно записать в виде (осесимметричный случай) [2]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \right) - \operatorname{div} \left(\gamma C \frac{\partial I}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где $C(r, t)$ - массовая концентрация дисперсных частиц. D - коэффициент диффузии, $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\bar{c}nkT}$, β - поляризуемость частиц, k - постоянная Больцмана, T - температура среды, \bar{c} - скорость света в

вакууме, n - эффективный показатель преломления среды, $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$ - интенсивность светового пучка, а r_0 - его радиус.

Начальные и граничные условия запишутся в виде:

$$C'(r,0) = 0, \quad \left. \frac{\partial C'}{\partial r} \right|_{r=0}, \quad 0 \leq r < \infty. \quad (2)$$

Используя функцию Грина этой задачи [3] и проводя соответствующие интегрирования, решение уравнения (1) можно записать в виде:

$$C'(r,t) = \delta \frac{r_0^2}{4D} \left[\exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) - \frac{r_0^2}{r_0^2 + 4Dt} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4Dt}\right) \right]. \quad (3)$$

Полученные результаты позволяют вычислить фокусное расстояние F линзы, сформированной в слое толщиной d [1]:

$$F = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right) \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) \right]_{r=0}^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $\frac{\partial n}{\partial C}$ - постоянная вещества. В частности, используя равенства (3) и (4), получаем выражение для фокуса концентрационной линзы в стационарном режиме:

$$F = \left(\frac{dn}{dC} \right)^{-1} \frac{r_0^2 \bar{c} n k T}{8\pi d I_0 \beta C_0}.$$

Самовоздействие лазерного пучка используется в качестве простого метода измерения нелинейных оптических характеристик различных веществ. Полученные формулы позволяют анализировать нелинейно-оптические эксперименты в дисперсных средах, а также определять кинетические коэффициенты таких сред [1, 2].

Список литературы

1. Иванов В.И. Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм // Владивосток: Дальнаука. 2006. 143с.
2. Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // Philosoph. Mag. B. 2002. V.82. P.447-452.
3. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики // М: Физматлит, 2000. 576с.

А.П. МЕЛЕХОВ, Д.В. ЛАВРУХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ВОДЫ

Работа посвящена применению акустooптического метода с импульсным ультразвуковым источником для определения влияния магнитного поля величиной 0.1-0.4 Тл на параметры акустических сигналов в воде и водных растворах.

Известно, что некоторые свойства воды и водных растворов изменяются в сильном магнитном поле [1]. Изменение свойств среды во внешнем поле ведет к изменению таких параметров акустического сигнала, как фаза, амплитуда, форма сигнала.

Для регистрации ультразвуковых колебаний мы использовали акустooптическую схему с импульсным ультразвуковым источником. Оптическая схема и другие параметры установки приведены в работе [2].

Ультразвуковые импульсы возбуждаются мощным генератором пакетов радиоимпульсов с несущей частотой 6.1-6.4 МГц и длительностью $T_{и}=31$ мкс. На рис. 1 показан вид радиоимпульса (А) и акустический сигнал (Б).

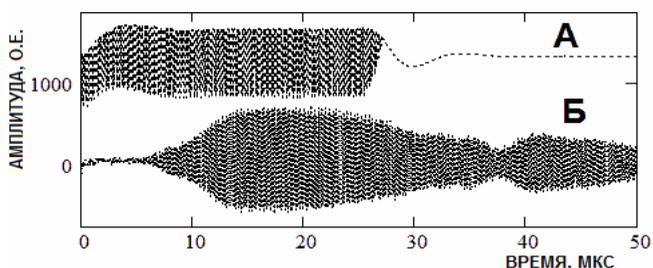


Рис. 1. Вид радиоимпульса (А) и акустического сигнала (Б)

Эксперимент проводится следующим образом: с интервалом 2 минуты регистрируются 9 массивов акустических импульсов без поля; затем к кювете подводится магнит и записываются еще 8-10 массивов импульсов. В результате обработки мы получаем разностный сигнал («изменение сигнала») между массивами сигналов без поля и с полем.

Для сравнения были проведены контрольные эксперименты с геометрической копией магнита из алюминиевого сплава. В процессе всех измерений температура образцов стабилизировалась в интервале 21.5-22.5 °С.

На рис. 2 приведены величины *изменений* акустических сигналов во времени при действии магнитного поля, а так же статистические *изменения* формы радиоимпульсов.

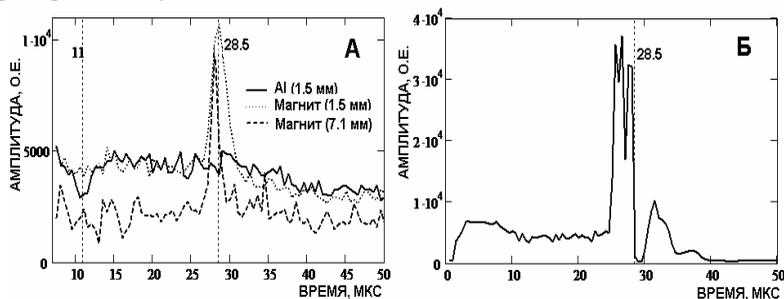


Рис. 2. Результаты сравнительных экспериментов с магнитом (на разных расстояниях) и его «заменителем» из алюминиевого сплава (А).
Статистическая нестабильность радиоимпульсов (Б)

На рис. 2А помечены пунктирными линиями области существенных изменений акустического сигнала в воде с магнитным полем. Разным расстояниям от магнита до образца соответствуют величины магнитных полей ≈ 0.36 Тл (пунктир) и ≈ 0.1 Тл (прерывистая кривая).

Полученный материал пока сложно интерпретировать в силу некоторой нестабильности результатов, наблюдаемых в разных сериях экспериментов. Это может быть связано с относительной малостью времени воздействия магнитного поля на исследуемую среду (около 15 минут, а в [2] до 50 минут) или температурной нестабильностью настроек установки и исследуемой среды.

В дальнейшем необходимо определить более устойчивую конфигурацию исследовательской установки.

Список литературы

1. Hosoda H., et al. // J. Phys. Chem. A, v.108, 1461, 2004.
2. Применение акустооптического метода для исследования влияния магнитного поля на свойства воды и водных растворов /Д.В. Лаврухин, А.П. Мелехов //Труды научной сессии МИФИ-2010, т.4, стр.211.

А.С. МИХАЛЕВ, Е.М. МИХАЛЕВА

Московский энергетический институт (технический университет)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ, РАЗМЕРА И КОНЦЕНТРАЦИИ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА В ВОДЕ

В данной работе рассмотрена методика определения размера и скорости пузырьков газа в воде, а так же их концентрации.

Лазерный интерференционный метод одновременного измерения скорости и размера сферических частиц основан на регистрации изображения частиц в рассеянном излучении с помощью ПЗС камеры. Измерение размера капель по изображению интерферометрической лазерной картины было предложено Рофом в 1993 г. Этот метод основан на теории рассеяния Ми и на разнице фаз пучков, проходящих через пузырек.

Принцип измерения по данному методу основан на анализе интерференции отраженных и преломленных лучей [1]. Изображение пролетающих капель жидкости или пузырьков воздуха регистрируется с помощью цифровой ПЗС камеры. Для получения необходимых данных видеозапись производится при расфокусированном изображении, которое представляет собой интерференционную картину. По периоду интерференционной картины возможно определить диаметр капель жидкости или пузырьков воздуха. Число интерференционных полос N зависит от угла наблюдения камеры относительно оптической оси θ . На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки [2].

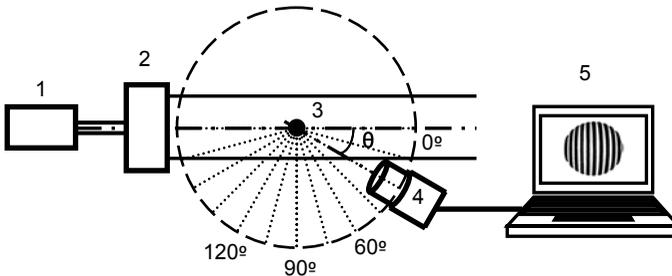


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – система формирования лазерной плоскости, 3 – исследуемый пузырек газа, 4 – регистрирующая камера, 5 – компьютер



Рис. 2. Интерференционные картины пузырьков воздуха в воде

концентрацию пузырьков в жидкости. На рис. 2 представлены интерференционные картины пузырьков воздуха в воде. Они представляет собой окружности с набором интерференционных полос.

Будет представлен макет экспериментальной измерительной установки, методика проведения исследования и результаты измерений.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0449) и Аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы", проект № 2.2.2.2.5691.

Список литературы

1. Михалев А.С., Ринкевичюс Б.С., Скорнякова Н.М. Лазерный интерференционный метод определения параметров пузырьков газа // Метрология. 2009, №9. С.3-14.
2. Михалев А.С. Оптико-электронный комплекс одновременного измерения параметров движущихся пузырьков газа или капель жидкости: автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. М. 2009.

Скорость движения исследуемых пузырьков воздуха за время $\Delta t = t_2 - t_1$ определяется по двум кадрам с изображением одних и тех же капель или пузырьков, взятых в моменты времени t_2 и t_1 , соответственно, и расстоянию S , пройденному ими за это время $v = S/\Delta t$.

Диапазон измерения размеров частиц данным методом лежит в пределах от десятков микрометров до нескольких миллиметров. По полученной видеозаписи можно также определять количественную

С.Ю. МЕДВЕДЕВА

Научный руководитель – Ю.В. МЕДВЕДЕВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

СОЗДАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФОТОМЕТРА ДЛЯ АНАЛИЗА МИКРОПРИМЕСЕЙ В РАСТВОРАХ И ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

В работе рассматривается актуальная проблема анализа растворов и газовых смесей на содержание микропримесей, сравнительно простым и не требующим дорогостоящего оборудования способом. Чувствительность разработанного метода составляет порядка 10^{-9} мг/л. Область применения прибора и метода достаточно широка от определения сверхмалых концентраций примесей в растворах и газах до определения чистоты лекарственных препаратов, технологических сред, природных вод и продуктов питания.

Установка для проведения исследований состояла из кюветы с анализируемым раствором и фотоаппарата SONY DSC-H7 с матрицей CCD (рис. 1). Луч лазера, проходя через раствор, частично рассеивается, поэтому его можно визуально регистрировать [1]. Полученные в ходе проведения опытов изображения (рис. 2) обрабатывались в программе Adobe Photoshop 7 [2].

Методика анализа микропримесей в коллоидных растворах основывается на явлении комбинационного рассеяния лазерного излучения и возможности построения калибровочных кривых для анализируемых растворов [3, 4].

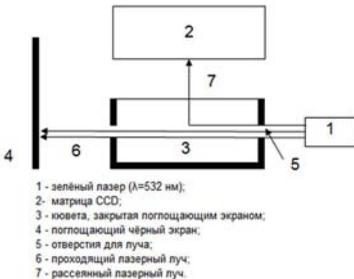


Рис. 1. Схема установки для исследований

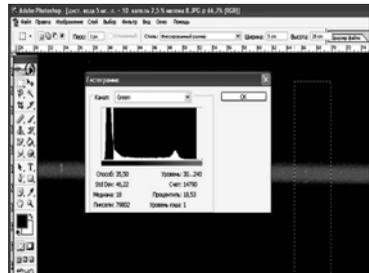


Рис. 2. Гистограмма

В ходе анализа растворов молока было выяснено, что оно является порошковым (рис. 3). Таким образом, созданный прибор можно применять для контроля качества молока, производимого на предприятиях. Обнаружена миграция полиэтилентерефталата (ПЭТ) из пластиковой тары в обессоленную воду. Методика применима для анализа микропримесей в воздушных средах, например, определения степени загрязнённости атмосферного воздуха (рис. 4).

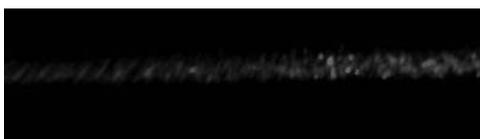


Рис. 3. Частицы порошкового молока Рис. 4. Луч лазера, проходящий через дым

Найден способ построения калибровочных кривых фотометра для последующего определения микропримесей в растворах и газах. Определение чувствительности метода и повышение его информативных возможностей при помощи специальных функций пакета Adobe Photoshop 7.

Основные результаты:

- создан образец лазерного фотометра нового типа для определения микропримесей;
- создана оригинальная методика, позволяющая определять различные микропримеси с концентрациями до 10^{-9} мг/л;
- создана методика обработки изображений, позволяющая фиксировать одиночные микрочастицы в растворах и газах.

Область применения прибора и метода достаточно широка от определения сверхмалых концентраций примесей в растворах и газах до определения чистоты лекарственных препаратов, технологических сред, природных вод и продуктов питания.

Список литературы

1. Долгов В.В., Ованесов Е.Н., Щетникович К.А. Фотометрия в лабораторной практике. М., 2004. 142 с.
2. Тайц А., Тайц А. М. Эффективная работа Photoshop 7. СПб.: Питер, 2004. 765 с.
3. Шмидт В. Оптическая спектроскопия для химиков и биологов. М.: Техносфера, 2007. 368 с.
4. Сушинский М.М. Вынужденное комбинационное рассеяние света. М.: Наука, 1985. 173 с.

М.М. ВЕКШИН, В.А. НИКИТИН,
А.А. РОМАНОВ, Н.А. ЯКОВЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

МАТРИЧНЫЙ МИКРОЛИНЗОВЫЙ ДЕЛИТЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ

Предложен матричный микролинзовый делитель излучения для оптических межсоединений.

Благодаря активному развитию технологий построения оптоэлектронных печатных плат, конструкция которых предусматривает передачу сигнала между элементами электрической схемы в оптической форме в специально выделенном слое [1], актуальной стала задача изготовления отражающих и преломляющих элементов для вывода излучения на поверхность печатной платы. В данной статье предлагается модифицированная схема делителя оптического излучения [2] на основе массива интегральных микролинз для ответвления излучения из оптического слоя платы и приводятся его характеристики.

На рис. 1 изображен общий вид матричного делителя излучения. Часть излучения, распространяющегося вдоль канального волновода 1, выводится на поверхность подложки 3, преломляясь на границах микролинз и входного волновода с закруглением на его конце. Организация ввода излучения с двух взаимно перпендикулярных направлений, дает дополнительные возможности при создании различных оптических межсоединений.

На рис. 2а изображен ход лучей в отдельно взятой микролинзе делителя, построенный методом трассировки луча. Для наглядности, показана только часть лучей, формирующая выходную апертуру линзы. На рис. 2б показан график зависимости угла наклона выходной апертуры α от разности показателей преломления Δn микролинзы и подложки, в которой она сформирована.

На практике, в стеклянной подложке, методом электростимулированной миграции ионов серебра из расплава солей AgNO_3 и NaNO_3 , были получены матрицы микролинз, обеспечивающие эффективность ответвления излучения не менее 5%.

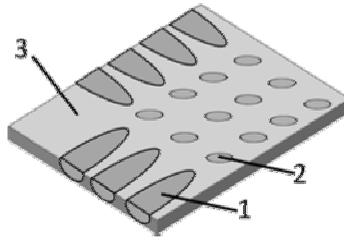


Рис. 1. Схематическое изображение матричного делителя излучения: 1 – волновод, 2 – микролинза, 3 – подложка

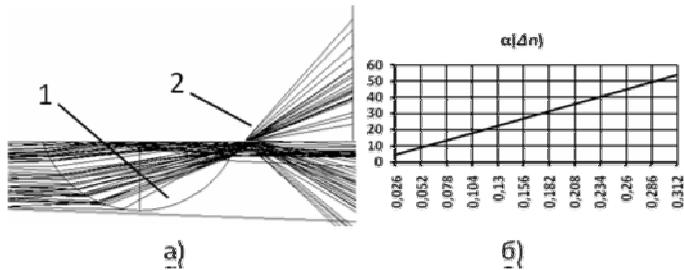


Рис. 2. Ход лучей в микролинзовом ответвителе: 1 – интегральная микролинза, 2 – выходная апертура микролинзы (а); зависимость угла наклона выходной апертуры микролинз от приращения показателя преломления микролинзы относительно подложки (б)

Использование матричного исполнения микролинзовых ответвителей дает возможность организации оптоэлектронных устройств со сложной логикой работы – к ним относятся многоканальные оптоэлектронные сигнальные процессоры, которые в настоящее время находят все более широкое применение в машиностроении.

Список литературы

1. Wang X., Jiang W., Wang L., Bi H. Embedded Board-Level Optical Interconnects From Waveguide Fabrication to Device Integration // Journal of Lightwave Technology, 2008, V.26, P.243-250.
2. Никитин А.В., Никитин В.А., Яковенко Н.А. Интегрально-оптический делитель излучения // Патент России №2006141111/28, 2008, Бюл.№31.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, А.Д. ЛАНЦОВ,
А.Ю. ЖИЖЧЕНКО

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

СПЕКЛ-МОДУЛЯЦИЯ НАПРАВЛЯЕМОГО ПО ВОЛОКОННОМУ СВЕТОВОДУ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРЕДАЧЕ ДАННЫХ

В работе предложена принципиально новая схема передачи информации по многомодовому оптическому волокну, основанная на модуляции направления поляризации входного излучения с последующей корреляционной обработкой спеклового поля, сформированного на выходе световода.

В эксплуатирующихся в настоящий момент волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) модуляция несущей частоты оптического сигнала в большинстве случаев осуществляется при помощи импульсно-кодовой модуляции. Реализация такого режима модуляции осуществляется при помощи изменения уровня мощности оптического сигнала, распространяющегося в волоконно-оптической среде. В настоящей работе предлагается принципиально новый способ модуляции оптического сигнала, передаваемого по многомодовым световодам. Предлагаемый метод основан на перераспределении интенсивности спеклового поля формируемого многомодовым волоконным световодом при изменении угла поляризации возбуждающего световод излучения. Расшифровка переданной таким образом информации осуществляется путем корреляционной обработки принятого сигнала. Реализация данного принципа, в виду отсутствия необходимости использования амплитудной модуляции светового излучения, позволит снизить вероятность возможного несанкционированного считывания передаваемой информации путем регистрации изменения вытекающей мощности при изгибах волоконных световодов.

В данной работе рассматривается модель, описывающая зависимость коэффициента корреляции спеклового поля на выходе многомодового световода от изменения угла задающего направление поляризации излучения на его входе (рис. 1б). Поворот плоскости поляризации возбуждающего световод излучения на угол α , относительно начального положения, приводит к перераспределению мощности между направляемыми модами и изменению исходного спеклового поля на выходе. Причём излучение с ортогональным направлением поляризации

возбуждает другой модовый состав, интерференционная спекл-картина которого не коррелирует с исходной. В работе показано, что коэффициент корреляции зависит от угла α по закону $\rho_{12}(\alpha) = \cos^2\alpha$. На рис. 1а представлена теоретическая кривая в сравнении с экспериментальными данными для световодов с различными параметрами.

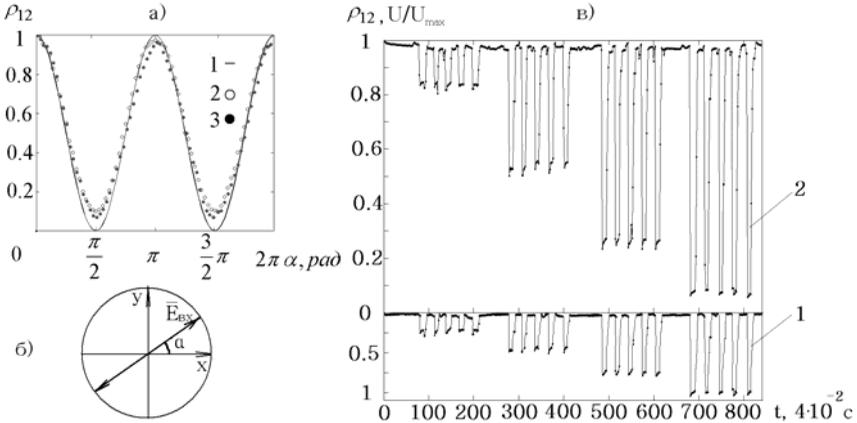


Рис. 1. Зависимость коэффициента корреляции спеклового поля от угла α между исходным и текущим направлением поляризации входного излучения: 1 – теоретическая кривая, построенная по формуле (1), 2 – экспериментальная зависимость, полученная для ВС с параметрами: $NA = 0.2$, диаметр сердцевины 50 мкм; 3 – для ВС с параметрами: $NA = 0.22$, диаметр сердцевины 400 мкм (а); картина направлений поляризации входного излучения (б); спекл-модуляция направляемого излучения путём изменения состояния поляризации возбуждающей волновод световой волны с использованием электрооптического модулятора: 1 – сигнальные импульсы напряжения, подаваемые на клеммы электрооптического модулятора, 2 – модуляция коэффициента корреляции спеклового поля соответствующая сигнальным импульсам напряжения (в)

В работе также показана принципиальная возможность передачи информации с применением предлагаемого метода (рис. 1в), причём используя схему коррелятора с возможностью перезаписи опорного изображения можно избавиться от возможного низкочастотного шума, возникающего из-за механических воздействий на волоконный световод [3].

Список литературы

1. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов, М.: Радио и связь, 1983.
2. Гудмен Дж. Статистическая оптика, М.: Мир, 1988.
3. Быковский Ю.А., Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б. // Квантовая электроника 1990, т.17, №10, с.1377-1378.

С.В. ХУЛАПКО, М.Е. ЛИХАЧЕВ¹

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Научный центр волоконной оптики ИОФ РАН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭРБИЕВОГО СВЕТОВОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ НА ЕГО ОСНОВЕ

В работе проведено исследование зависимости усилительных и шумовых характеристик световодов, легированных эрбием, от волноводных параметров (разница показателей преломления сердцевины и оболочки). Оптимизация параметров эрбиевого световода позволила создать волоконный усилитель с наименьшим уровнем оптических шумов при заданном коэффициенте усиления.

Эрбиевые волоконные усилители широко применяются в современных волоконно-оптических линиях связи. Принцип работы усилителей основан на явлении усиления света при вынужденном излучении (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Это то же самое явление, которое обеспечивает возникновение генерации в лазерах и, собственно говоря, дало им название. Возможность усиления света в световодах, легированных ионами эрбия, обуславливается схемой уровней энергии данного редкоземельного элемента (классическая трехуровневая лазерная система). Усиление света в таких усилителях происходит благодаря переходу между уровнями 2-1, причем длина волны излучения фотона в этом случае ($\lambda \sim 1,55\text{мкм}$) совпадает с областью минимальных потерь излучения при его распространении в волокне.

При отсутствии усиливаемого сигнала ионы эрбия переходят в основное состояние самопроизвольно, излучая фотоны с энергией, соответствующей данному переходу (спонтанное излучение). В рабочем режиме при наличии усиливаемого сигнала часть возбужденных ионов также переходит в основное состояние спонтанно, при этом спонтанное излучение также усиливается, приводя к появлению усиленного спонтанного излучения.

Усиленное спонтанное излучение является основным источником шумов, а также ограничивает коэффициент усиления, особенно в случае слабого сигнала. Интенсивность спонтанного излучения зависит как от характеристик накачки (длина волны, мощность), так и от параметров световода. Например, так как фотоны усиленного спонтанного излучения имеют произвольные поляризации, фазы и направления, то спонтанная

люминесценция излучается в телесный угол 4π и доля люминесценции захваченной сердцевиной световода определяется апертурой световода.

Основная цель данного исследования – выявление влияния волноводных параметров световода на отношение сигнал-шум в эрбиевом усилителе и создание волоконного эрбиевого усилителя с наименьшим уровнем шумов.

Список литературы

1. Ainslie B.J., Craig S.P., Davey S.T. The absorption and fluorescence spectra of rare earth ions in silica-based monomode fiber, Journal of Lightwave Technology, Vol. 6(2), p.287-293, 1988.
2. Desurvire E. Erbium-doped fiber amplifiers. Principles and applications, 1994.
3. Mendez A., Morse T.F. Specialty Optical Fibers Handbook, Academic Press, 2007.

А.И. ФРАНТОВСКАЯ, М.А. МЕЛЬКУМОВ¹

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Научный центр волоконной оптики РАН

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АКТИВНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ВИСМУТА

Исследуются оптические свойства активных волоконных световодов, легированных ионами Вi. Производится измерение и расчет квантового выхода соответствующих образцов с использованием интегрирующей сферы. В дальнейшем планируется создание волоконного лазера на основе световода, обладающего наиболее оптимальными спектрально-люминесцентными свойствами. Лазеры и усилители на основе стекол, легированных ионами Вi, позволят задействовать полосу длин волн 1200-1500 нм, характеризующуюся минимальным уровнем потерь в волоконных световодах на основе кварцевого стекла.

С момента создания первого волоконного лазера на основе световода, легированного ионами Nd (1961г.), начался активный поиск новых сред, способных осуществить лазерную генерацию и усиление в различных спектральных диапазонах. Были созданы лазеры на основе ионов таких редкоземельных элементов, как Er^{3+} , Yb^{3+} , Nd^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} , Pr^{3+} , рабочий диапазон которых занимает несколько областей в диапазоне длин волн от 900 до 2300 нм [1]. Ионы редкоземельных элементов легко включаются в сердцевину волокна, но обладают узкими полосами поглощения и усиления. Таким образом, в ИК-диапазоне в световодах на основе

кварцевого стекла остаются неосвоенными некоторые области длин волн. Среди них наибольший интерес вызывает полоса 1200-1500 нм, которая характеризуется минимальным уровнем потерь. Стекло, легированное ионами Вi выступает в качестве альтернативной активной среды, представляющей широкие линии люминесценции и достаточно большие времена жизни в данном диапазоне длин волн. К настоящему моменту в различных лабораториях были проведены измерения спектров поглощения и люминесценции световодов, легированных ионами Вi [2, 3, 4, 5], а также было получено усиление в силикатных, германосиликатных, германатных стеклах, алюмосиликатных и фосфорогерманосиликатных стеклах, легированных Вi, в спектральном диапазоне 1150-1550 нм [4, 6]. Но хотя исследование АВЦ ведется очень активно на протяжении последних лет, существует всего несколько работ, в которых приводят результаты измерения абсолютного квантового выхода для образцов, легированных Вi [7]. В качестве интегрального параметра, характеризующего спектроскопические свойства и способность к генерации световодов, легированных Вi, можно использовать квантовый выход. Таким образом, возникла потребность в измерении абсолютного квантового выхода образцов, легированных Вi, и измерении соответствующих образцов для детального изучения их люминесцентно-спектроскопических свойств. Для измерения квантового выхода желаемых образцов использовалась интегрирующая сфера. Для проверки адекватности работы установки были измерены световоды с известным квантовым выходом (легированные Yb и Er). Полученные значения для данных образцов совпали с соответствующими, известными к настоящему моменту.

Список литературы

1. Дианов Е.М. Волоконные лазеры. Успехи физических наук, т.174, в.10, с.1139-1142, 2004.
2. K. Murata, Y. Fujimoto, T. Kanabe, H. Fujita, M. Nakatsuka Bi-doped SiO₂ as a new laser material for an intense laser, Fusion Engineering and Design, 44, 1999, 437-439.
3. Meng, et al., Near infrared broadband emission of bismuth-doped aluminophosphate glass, Optics Express, Vol.13, №5, 2005.
4. Dvoyrin V.V., Mashinsky V.M., Dianov E.M. Bi-doped silica fibers- a new active medium for tunable fiber lasers and broadband fiber amplifiers, 2006.
5. Razdobreev, H.El Hamzaoui, V.Yu. Ivanov, E.F. Kustov, B. Capoen, M. Bouazaoui Optical spectroscopy of bismuth-doped pure silica fiber perform, May, 2010.
6. Фирстов С.В. Лазеры на волоконных световодах, легированных висмутом, генерирующие в спектральном диапазоне 1300-1550 нм, 2009.
7. R.S. Quimby, R.L. Shubochkin, T.F. Morse, High quantum efficiency of near-infrared emission in bismuth doped AlGeP-silica fiber, Opt.Lett., Vol.34, № 20, 2009.

С.В. ПАВЛОВ, Н.С. ТРОФИМОВ, Т.К. ЧЕХЛОВА

Российский университет дружбы народов, Москва

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ВОЛНОВОДОВ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО МОДУЛЯ ПЕЛЬТЬЕ

Предложена методика температурных исследований эффективного показателя преломления волноводных мод с помощью термоэлектрического модуля Пельтье, отличающаяся простотой и удобством и позволяющая расширить возможности температурных исследований волноводов и материалов, из которых они изготовлены.

В связи с высоким темпом развития новых технологий, представляющих большой интерес для оптических телекоммуникационных систем, становится чрезвычайно важным изучение с большой точностью оптических свойств используемых материалов с целью выявления ограничений, налагаемых на эти материалы (чувствительность к параметрам окружающей среды, трудности при изготовлении, цена и др.).

В настоящей работе были исследованы оптические волноводы на основе пленок $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$, изготовленных по золь-гель технологии, которая обеспечивает хорошие оптические характеристики, а также дает дополнительные возможности для развития элементов интегральной оптики.

Основной задачей исследований являлось изучение эффективного показателя преломления (ЭПП) волноводных мод оптических золь-гель волноводов и их термооптических коэффициентов в широком диапазоне температур. Для этого была разработана методика измерений, использующая термоэлектрический модуль Пельтье, с помощью которого изменялась температура образца.

Используемые ранее методы нагрева образцов при измерении ЭПП волноводных мод в зависимости от температуры имеют ряд существенных недостатков, которые являются причиной дополнительных ошибок в определении ЭПП, связанных с неточностью измерения температуры в момент резонансного возбуждения волновода. Кроме того, время установления нужной температуры велико или температура не фиксируется вовсе, а изменяется непрерывно. К числу существенных

недостатков следует отнести сложность и громоздкость узлов экспериментальной установки, обеспечивающих нагрев образцов.

При разработке методики исследования ТОК волноводных мод особое внимание было уделено следующим характеристикам: а) диапазон изменения температуры; б) время установления фиксированных значений температуры в выбранном диапазоне температур; (в) точность определения температуры при измерениях ЭПП.

Измерения были проведены для серии образцов с разной толщиной пленки, изготовленных из раствора смеси золь TiO₂-SiO₂. Возбуждение волновода осуществлялось на TE₁- и TM₁- модах.

Точность измерений ЭПП составляла 2×10^{-5} и определялась точностью измерения резонансного угла возбуждения волновода через призмное устройство связи.

Преимущество использованной в работе методики состояло в компактности и простоте измерительной установки, проведении измерений при фиксированных температурах, высокой скорости измерений, повышении точности измерений температуры и ЭПП и сдвиге нижней границы температурного диапазона до 5 град.С.

Измерения в диапазоне температур от 5 до 20 град.С позволили получить новые результаты. Было показано, что ЭПП TE₁- и TM₁- мод в указанном температурном диапазоне практически не зависит от температуры, что соответствует нулевому значению ТОК. По-видимому, это связано со стабилизацией ОН групп пористой структуры пленки. Однако, высказанное предположение требует дополнительных исследований.

По полученным результатам измерений ЭПП в зависимости от температуры для двух волноводных мод были построены зависимости показателя преломления и толщины пленки в зависимости от температуры, которые затем были представлены в виде полиномов.

Список литературы

1. Чехлова Т.К., Живцов С.В., Погосян А.С. Оптические волноводы на основе пленок, изготовленных по технологии золь-гель // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия Физика. 2005. №1 (13). С.35–47.
2. Чехлова Т.К., Живцов С.В., Грабовский Е.И. Температурная зависимость золь – гель волноводов // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51, № 7. С.855–861.

Д.А. ЛЫСАК, В.П. ПРОХОРОВ, Н.А. ЯКОВЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ

Приведены результаты моделирования технологических параметров ионообменных волноводов в стеклянных подложках: численная реконструкция эффективной глубины и максимального приращения показателя преломления волноводов и численная аппроксимация полуэмпирических соотношений связи между технологическими параметрами для прогнозирования режимов изготовления одноимодовых волноводов.

Ионный обмен является ведущим технологическим процессом изготовления стеклянных волноводов, поскольку обеспечивает существенную гибкость в выборе технологических параметров изготовления волноводных структур, является достаточно простым и вполне пригодным для крупномасштабного серийного производства [1]. Теоретическое моделирование ионообменной технологии необходимо для проектирования процесса изготовления волноводных структур с требуемыми свойствами [1, 2]. Для получаемых в результате ионного обмена градиентных волноводов существенной задачей является определение максимального приращения показателя преломления Δn волновода и его эффективной глубины d , поскольку без учета данных параметров невозможно моделировать волноводные процессы в интегрально-оптических схемах. Величины $(\Delta n, d)$ экспериментально не определяются, поэтому данная задача может быть выполнена исключительно путем численной реконструкции. В свою очередь, параметры $(\Delta n, d)$ должны быть связаны с основными технологическими параметрами изготовления волновода, что требует построения соответствующих полуэмпирических соотношений связи.

В качестве подложек для изготовления волноводов использовались промышленные стекла типа К8, КФ-4, ТСМ и ФП. Термальный ионный обмен совершался из солевых расплавов $\text{AgNO}_3 + \text{NaNO}_3$, AgNO_3 и KNO_3 . Используя инверсный ВКБ-метод и модельную профильную функцию $N(m)$ [1], выполнена численная реконструкция точек поворота волноводных мод и профилей показателя преломления $n(x)$ полученных градиентных волноводов, лучше всего моделируемых линейной функцией $n(x) = n_s + \Delta n(1 - x/d)$ и дополнительной функцией ошибок $n(x) = n_s + \Delta n \cdot \text{erfc}(x/d)$.

Численная реконструкция параметров $(\Delta n, d)$ [3] выполнялась посредством решения методом Левенберга–Маркардта оптимизационной задачи наименьших квадратов, сводящейся к поиску локального минимума $\min \Phi(\Delta n, d)$ функционала невязок переопределенной системы нелинейных уравнений $f_i(\Delta n, d) = 0$; $(i=0, 1, 2, \dots, m)$, представляющих собой дисперсионные ВКБ-уравнения для волноводных мод соответствующих порядков (m) . Оценка погрешности полученных результатов осуществлялась по величине среднеквадратичного отклонения $\sigma = \sqrt{\sum |N_i^{\text{эксп}} - N_i^{\text{теор}}|^2}$ между экспериментальными и теоретическими значениями эффективных показателей преломления волноводных мод.

Численное восстановление параметров $(\Delta n, d)$ для ионообменных $\text{Ag}^+:\text{K8}$, $\text{Ag}^+:\text{КФ4}$ и $\text{Ag}^+:\text{ТСМ}$ -волноводов дало погрешность приближенного решения $\sigma \in (2 \cdot 10^{-7}, 4 \cdot 10^{-5})$ при средней относительной погрешности между экспериментальными и теоретическими значениями модовых показателей $\delta_{\text{ср}} \approx 0,01\%$, что обеспечивает хорошую возможность проектировать и оптимизировать разнообразные пассивные волноводные компоненты интегрально-оптических схем.

Для ионообменных $\text{Ag}^+:\text{K8}$ и $\text{Ag}^+:\text{КФ4}$ -волноводов получена численная аппроксимация различных полуэмпирических соотношений связи между технологическими параметрами: $d(T, t)$, $\Delta n(C_0)$; $d(C_0)$, $\Delta n(t)$ и $\Delta n(T)$, где T и t – температура и время ионообменной диффузии, C_0 – начальная концентрация ионов диффузанта в солевом расплаве.

Используя дисперсионные ВКБ-уравнения, для планарных ионообменных $\text{Ag}^+:\text{K8}$ и $\text{Ag}^+:\text{КФ4}$ -волноводов получены также полуэмпирические соотношения связи между параметрами ионного обмена и модовым составом градиентных волноводов $F(C_0, T, t, \lambda, m) = 0$ (λ – длина волны используемого излучения), позволяющие прогнозировать технологический режим изготовления одномодовых или маломодовых ионообменных волноводов в стеклах.

Список литературы

1. Introduction to Glass Integrated Optics / Ed. S. Iraj Najafi. Boston: Artech House, 1992, 170p.
2. Lagu R.K., Ramaswamy R.V. Process and waveguide parameter relationships for the design of planar silver ion-exchanged glass waveguides // J. Lightwave Technol. 1986. V.4. №2. P.176–181.
3. Прохоров В.П. Исследование и численное моделирование физико-технологических параметров ионообменных волноводных структур в стеклах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Краснодар, 2005. 248 с.

Б.Д. ОРАЗБАЕВ, А.Н. ОСОВИЦКИЙ
Российский университет дружбы народов, Москва

ХАРАКТЕРИСТИКИ МАКЕТА АНАЛИЗАТОРА СПЕКТРА ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Приводятся результаты расчетного и экспериментального анализа основных характеристик макета прибора для определения спектра шероховатости поверхности диэлектриков с использованием оптических волноводов. Установлены значения следующих характеристик макета прибора: диапазон измеряемых пространственных частот (периодов), чувствительность, разрешение по спектру. Обсуждаются возможности улучшения этих характеристик и результаты экспериментальных исследований спектров шероховатости поверхностей градиентных оптических волноводов, выполненные на макете прибора.

Развитие перспективных научно-технических направлений и технологий требует повышение чувствительности и точности измерений качества используемых поверхностей. Известный [1] оптический метод дифференциального рассеяния на открытой поверхности, обладая высокой информативностью, не позволяет измерять спектры шероховатости особо гладких поверхностей из-за малой величины рассеянной мощности. В последнее время предложен ряд методов [2] измерения характеристик шероховатости поверхности, использующих рассеяние света в волноводных системах оптического диапазона. При распространении света в подобных структурах рассеянная мощность увеличивается на 2-3 порядка, что может приводить к существенному повышению чувствительности измерений.

Для описания процесса рассеяния в волноводе функцию, описывающую профиль поверхности волновода, представляют в виде ряда Фурье по пространственным частотам $K_n=2\pi/\Lambda_n$ (Λ_n – пространственный период спектра), которые определяют центральный угол рассеяния φ_n . Амплитуды этих компонент спектра d_n определяют величину мощности, рассеянной в соответствующем телесном угле $\Delta\Omega$. Таким образом, снимая зависимость ΔP от φ_n , можно получить спектр шероховатости поверхности (СШП), т.е. зависимость d_n от Λ_n . На основе теории волноводного рассеяния разработана методика измерения СШП и создан макет анализатора спектра шероховатости поверхности.

В работе рассмотрены основные характеристики макета, такие как: диапазон измеряемых пространственных частот $\Delta K = K_{max} - K_{min}$, чувствительность, т.е. минимальное значение d_{min} , которое может быть измерено данным прибором, разрешение $\delta A = \lambda_2 - \lambda_1$, где λ_2 и λ_1 периоды близких составляющих спектра, которые разрешаются по заданному критерию.

В результате расчетов и измерений показано, что при использовании фотоприемника с чувствительностью 10 нВт (матрица от веб-камеры), мощности волноводной волны 10 мВт и участка, с которого собирается рассеяние, длиной 1 см, диапазон измеряемых пространственных периодов составил 0,2 – 100 мкм, чувствительность (значение d_{min}) – 0,01 нм. Разрешение по периоду δA составило 0,013 мкм (для среднего значения периода $A = 0,64$ мкм.). Если значения первых двух параметров соответствуют расчетным, то значение разрешения хуже расчетного. Причина этого – наличие значительных сферических аберраций в оптическом блоке макета.

Экспериментальные спектры шероховатости получены для поверхности стекла марки К-8, обработанной по 14 классу. В приповерхностной области подложки методом твердотельной диффузии были изготовлены градиентные волноводы, допускающие распространение двух пар мод различной поляризации. На первом этапе были измерены параметры изготовленных волноводов: коэффициенты фазового замедления и затухания. Затем измерялось угловое распределение рассеянной мощности для двух ТЕ-мод. Эти данные позволили получить СШП со следующими характеристиками. Интервал измеряемых пространственных периодов составил 0,48 мкм – 13 мкм по первой моде, и 0,53 – 19,7 мкм по второй; d_{min} – 0,78 пм и 0,02 пм соответственно. При этом независимые измерения по двум модам (H_1 и H_2) подтвердили правильность принятых приближений в теории волноводного рассеяния и разработанной методики измерений.

Список литературы

1. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. Теория дифференциального и интегрального рассеяния лазерного излучения прецизионной поверхностью диэлектрика // Квантовая электроника. 2000. Т.30, №4. С.360-364.
2. Осовицкий А.Н., Тупанов Л.В. Характеристики волноводного метода измерения параметров шероховатости гладких поверхностей диэлектриков // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53, №6. С.706-714.

С.С. ДАНИЛЕНКО, А.Н. ОСОВИЦКИЙ
Российский университет дружбы народов, Москва

АНАЛИЗ ЗАТУХАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В ГРАДИЕНТНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Решена задача о распространении лазерного излучения в градиентных волноводах при наличии шероховатости границы и поглощения в приповерхностной области материала. Получены аналитические выражения для коэффициентов рассеяния и поглощения волноводных мод разной поляризации. Проведен анализ основных зависимостей этих коэффициентов от параметров волноводной структуры и шероховатости границы. На основе полученных решений предложен новый подход к определению параметров шероховатости поверхности, отличающийся высокой чувствительностью и простотой реализации. Выполнены экспериментальные исследования, которые подтвердили основные выводы теоретического анализа волноводных свойств рассматриваемых структур.

В приближении малого затухания решена задача о распространении света в градиентных волноводных структурах при наличии поглощения и шероховатости границы. Интерес к исследованию подобных структур связан с использованием градиентных волноводов при создании планарных оптоэлектронных и акустооптических устройств. Кроме того, на основе развитой теории может быть реализован новый метод исследования шероховатости поверхности, имеющий наряду с простотой реализации высокую чувствительность.

Решение указанной задачи проводится в два этапа. На первом - с помощью оптико-геометрического подхода находится коэффициент рассеяния $\alpha_{рас}$ из-за шероховатости границы волновода со среднеквадратичным отклонением от плоскости σ . На втором этапе методом возмущения получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения $\alpha_{лог}$, обязанного комплексной диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя подложки.

Анализ полученных выражений для этих коэффициентов выявил ряд интересных особенностей их зависимостей от параметров волновода и среднеквадратичного отклонения σ . В частности, с ростом толщины волноводной области коэффициент рассеяния падает, а коэффициент поглощения растет, что необходимо учитывать при разработке конкретных оптических схем.

На основе полученных соотношений предложен новый метод измерения среднеквадратичного отклонения шероховатости поверхности и мнимой части диэлектрической проницаемости $\epsilon''(0)$ приповерхностной области материала подложки. Данный метод является волноводным аналогом метода интегрального рассеяния на шероховатой поверхности.

В докладе приводятся также результаты экспериментальных исследований распространения лазерного излучения в градиентных волноводах с шероховатой границей при наличии поглощения. В качестве волноводов были выбраны структуры, изготовленные методом ионного обмена в стекла, так как в них происходит поглощение наночастицами серебра. По измеренным значениям величин эффективного показателя преломления $n_{эф}$ всех 4 мод (таблица 1, столбец 1) были определены параметры распределения диэлектрической проницаемости в приповерхностной области стекла. А по измеренным значениям коэффициента затухания (столбец 4) определены значения $\sigma = 6.90$ нм и $\epsilon''(0) = 2.97 \cdot 10^{-5}$. Эти значения позволили рассчитать отдельно $\alpha_{рас}$ и $\alpha_{ног}$ для различных мод (столбцы 2 и 3). Значения суммарного коэффициента затухания (столбец 5), полученные как сумма $\alpha_{рас}$ и $\alpha_{ног}$, оказались достаточно близкими к экспериментальным. Это свидетельствует о правильности развитой выше теории распространения света в градиентных волноводных структурах и достоверности отмеченных выше достоинствах предлагаемого метода измерения параметров шероховатости поверхности диэлектриков.

Таблица 1

Номер столбца \ Номер моды	1	2	3	4	5
	$n_{эф}$	$\alpha_{рас}[1/см]$	$\alpha_{ног}[1/см]$	$\alpha_{изм}[1/см]$	$\alpha_{расч}[1/см]$
1	1.5757	0.15	0.81	0.99	0.96
2	1.5586	0.42	0.65	1.10	1.07
3	1.5427	0.69	0.53	1.23	1.22
4	1.5262	0.97	0.43	1.49	1.40

Д.О. АНИСИМОВ, М.В. БОРОДИН, В.В. ЩЕРБИНА,
С.А. КУЗНЕЦОВА¹, В.В. КОЗИК¹, С.М. ШАНДАРОВ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,

¹Томский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЙКОСТИ ВОЛНОВОДОВ $Zn:LiNbO_3$ К ОПТИЧЕСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

В работе представлены результаты исследований по формированию и оценке воздействия оптического излучения на волновод $Zn:LiNbO_3$.

Кристаллы ниобата лития используются для создания интегрально-оптических устройств, благодаря хорошим электрооптическим и нелинейно-оптическим свойствам. В настоящем сообщении представлены результаты исследования стабильности характеристик волноводов $Zn:LiNbO_3$, полученных известным методом высокотемпературной диффузии из пленок ZnO в подложки ниобата лития [1].

Подложки конгруэнтного ниобата лития X-среза имели толщину 3 мм и поперечные размеры 7×24 мм² по осям Z и Y, соответственно. Пленки ZnO на $LiNbO_3$ получали из пленкообразующих растворов по золь-гель технологии. В качестве исходных веществ были выбраны соль нитрата цинка и салициловая кислота ($C_6H_4(OH)COOH$), растворителя – 96%-ный (масс.) этанол. Толщина полученной пленки составляла ~120 нм. Для проведения высокотемпературной диффузии структуры $LiNbO_3+ZnO$, вместе с порошком ниобата лития для предотвращения обратной диффузии, помещались в трубчатую печь. Отжиг проводился в воздушной атмосфере при температуре 1050 °С в течение двух часов.

Для исследования характеристик полученных волноводов после отжига производились оптические измерения спектра эффективных показателей преломления волноводных мод и показателя преломления подложки методом призмного ввода-вывода излучения. Один из сформированных волноводов, использованный в дальнейших исследованиях, поддерживал распространение трех ТЕ-мод при вводе излучения с длинами волн 526,5 и 532 нм, двух ТЕ-мод для 633 нм, и двух ТЕ-мод при 1053 нм.

Стойкость данного волновода к оптическому излучению исследовалась по методике, описанной в [2]. Экспериментальная установка состояла из лазера с длиной волны 532 нм, коллиматора, полупрозрачного зеркала, волновода Zn:LiNbO_3 , рутиловых призм ввода-вывода, фотодиода ФД-24К, микроамперметра и блока считывания и обработки данных, подключенного к персональному компьютеру. Интенсивность излучения лазера изменялась посредством изменения угла падения лазерного луча на пластину из кварцевого стекла. В результате экспериментов, время которых составляло от 600 до 7200 с, были получены зависимости интенсивности излучения на выходе из волновода от времени воздействия при мощностях пучка, падающего на призму ввода, составляющих 4, 18 и 37 мВт. При входной мощности 4 мВт в течение 1 часа плавное уменьшение интенсивности выводимого из волновода излучения произошло в 2,88 раза. Для входной мощности 37 мВт выходная интенсивность за 2 часа экспозиции упала в 12,25 раза.

Проведенные оценки показали, что в проведенных экспериментах излучению с входной мощностью 1 мВт соответствует средняя интенсивность света в волноводе, составляющая 300 мВт/см^2 . Для создания волноводов Zn:LiNbO_3 , более стойких к оптическому излучению с длиной волны 532 нм, необходимо определение механизма деградации их характеристик и оптимизация параметров процесса формирования, таких как толщина пленки, время и температура диффузии.

Работа выполнена при поддержке ФЦП (государственный контракт № 02.740.11.0553) и гранта РФФИ № 09-02-00609_а.

Список литературы

1. Fabrication, characterization and index profile modeling of high – damage resistance Zn – diffused waveguides in congruent and $\text{MgO:Lithium niobate}$ / W.M. Young, M.M. Fejer, M.J.F. Digonnet, A.F. Marshall, R.S. Feigelson // J. Lightwave Technol. 1992. V.10, № 9. P.1238–1246.
2. High intensity illumination effects in LiNbO_3 and KTiOPO_4 waveguides / D. Eger, M.A. Arbore, M.M. Fejer, M.L. Bortz. // J. Appl. Phys. 1997. V.82, №.3. P.996-1005.

А.Н. ПЕТРОВСКИЙ, О.Б. МАВРИЦКИЙ, А.Н. ЕГОРОВ¹,
А.А. ПЕЧЕНКИН¹, К.В. АРЖАНОВСКИЙ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹ЭНПО «Специализированные электронные системы», Москва*

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ПРЕБЫВАНИЯ В СОСТОЯНИИ ЗАЩЕЛКИ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ БИС

Приведены результаты исследования катастрофических отказов в БИС, наблюдаемых при моделировании с помощью лазерного излучения радиационно-индуцированной «защелки». Обнаружено, что последующее корректное функционирование некоторых типов БИС зависит от времени пребывания в состоянии «защелки». Показано, что в ряде случаев может наблюдаться латентный катастрофический отказ, возникающий спустя некоторое время после снятия «защелки».

Импульсное ионизирующее излучение и воздействие одиночных высокоэнергетических ядерных частиц (ОЯЧ) могут являться причиной катастрофических отказов в микроэлектронных компонентах. Особую проблему составляют эффекты, связанные с возбуждением паразитного тиристорного эффекта в четырехслойных *n-p-n-p* структурах КМОП ИС (т.н. радиационно-индуцированная защелка, “latchup”). Важным для разработчиков ИС является ответ на вопрос, будет ли наблюдаемое явление «защелки» катастрофическим или нет. При протекании в металлических проводниках внутри ИС сверхнормативного тока плотностью порядка 10^7 А/см^2 возникающие повреждения обычно настолько велики, что они могут быть обнаружены при помощи оптического микроскопа [1]. При плотностях порядка 10^6 А/см^2 весьма вероятно появление микроскопических повреждений, не наблюдаемых оптически. Следует отметить, что в одной и той же БИС могут наблюдаться сразу несколько «защелок», и только некоторые из них могут приводить к латентным повреждениям.

В последние годы излучение импульсных лазеров широко применяется для моделирования эффектов от ОЯЧ [2]. Использование лазерных имитаторов с различными параметрами позволяет существенно расширить диапазон имитируемых заряженных частиц по сравнению с методиками, основанными, в частности, на использовании ²⁵²Cf. В ряде работ импульсное лазерное излучение использовалось, чтобы выяснить, будет ли при многократной инициации «защелки» в одном и том же месте

ИС возникать необратимое повреждение, приводящее к снижению срока ее службы.

В данной работе обсуждаются особенности применения лазерных имитаторов для моделирования радиационно-индуцированной «защелки», приводящей к катастрофическим повреждениям. В таблице 1 приведены результаты тестирования ряда ПЛИС различных производителей на стойкость к пребыванию в состоянии «защелки». Для сравнения приведены также результаты, полученные и для других типов БИС.

Таблица 1

Производитель	Функциональное назначение	Ток защёлки, А	Время до отключения питания	Катастрофический отказ
AMD/ Fujitsu	16 Мбит FLASH-ПЗУ	1.5	более 2 мин	+
Analog Devices	Микроконвертор со встроенными 12-битными АЦП и ЦАП	<0.10	менее 1 с	+
	Сигнальный процессор семейства ADSP-2100	>1.0	менее 1 с	+
	24-битное АЦП типа «дельта-сигма»	0.24	до 5 мин	-
	12-битный CCD сигнальный процессор	0.45	до 5 мин	-
Altera	ПЛИС типа PLD FLEX 10K	5.0	до 5 мин	-
	ПЛИС типа CPLD семейства MAX 3000A	0.22	менее 1 с	+
	ПЛИС типа CPLD семейства MAX 7000S	0.14	менее 1 с	+

Накопленная статистика позволяет утверждать, что примерно 10% всех тестируемых БИС испытывает катастрофические повреждения после возникновения «защелки». При этом в различных БИС отказ может проявляться как при выдержке в течение длительного времени (2–5 мин), так и практически сразу в момент развития «защелки» (менее 1 с).

В работе подробно обсуждается методика проведения подобных испытаний, рассматриваются возможные причины латентных повреждений, обусловленных возникновением «защелки».

Список литературы

1. Becker H.N., Miyahira T.F., Johnston A.H. Latent Damage in CMOS Devices from Single-Event Latchup // Nuclear Science, IEEE Transactions on, 2002 V.49 (6), P.3009-3015.
2. McMorow D., Duchner S., Baze M., et al. Laser-Induced Latchup Screening and Mitigation in CMOS Devices // Nuclear Science, IEEE Transactions on, 2006. V.53 (4), P.1819-1824.

А.В. ЛЕОНТЬЕВ, А.Ф. СЕМЕРОК¹, Э.А. МАНЬКИН
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Комиссариат по атомной энергии, Франция*

НАХОЖДЕНИЕ ПОРОГОВ ПОВРЕЖДЕНИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ ИТЭР

В работе теоретически и экспериментально находятся пороги повреждения для зеркал из молибдена и нержавеющей стали, с целью их последующей очистки.

Для диагностики плазмы в ИТЭР (Международный экспериментальный термоядерный реактор) предлагается использовать металлические зеркала, которые будут находиться в непосредственном контакте с потоками вылетающей плазмы. Это приводит к эрозии зеркал и осаждению слоёв углерода и бериллия на их поверхности, в результате чего коэффициент отражения зеркал падает. Для очистки загрязнённых зеркал предлагается использовать лазерный метод очистки [1]. Однако, необходимо обеспечить отсутствие повреждений зеркал при очистке. Для этого необходимо вначале определить пороги повреждения зеркал.

Для теоретического определения моноимпульсных порогов повреждения использовалась одномерная модель нагрева полубесконечного тела с зависящим от температуры коэффициентом отражения [2] со следующим критерием повреждения: температура на поверхности равна температуре плавления. Для определения многоимпульсных (5000 импульсов) порогов повреждения использовалась теория накопления пластических деформации [3]. Были найдены следующие пороги: 6.67 Дж/см^2 и 2.56 Дж/см^2 для поликристаллического молибдена и 1.19 Дж/см^2 и 0.33 Дж/см^2 для нержавеющей стали AISI 304L, для одного и 5000 импульсов, соответственно.

Образцы для экспериментов имеют форму кубов со сторонами равными 1 см с одной оптически гладкой поверхностью (шероховатость 0.02-0.06 мкм). Для нахождения порогов повреждения использовалась установка, состоящая из оптоволоконного лазера, допированного иттербием (длина волны 1.064 мкм, длительность импульса на полувысоте 120 нс, частота повторения импульсов 20 кГц, мощность до 20 Вт), гальваномеханической сканирующей системы и фокусирующей линзы с фокусным расстоянием 420 мм.

Измеряя размеры пятен на поверхности образца при разных значениях дозы облучения, были установлены пороги повреждения для одного и для 5000 импульсов с помощью метода «burn rare» [4]. Они равны

6.2 ± 0.2 Дж/см² и 3.5 ± 0.4 Дж/см² для одного и нескольких импульсов, для молибденового зеркала соответственно, и 2.53 ± 0.13 Дж/см² и 2.0 ± 0.2 Дж/см² для зеркала из нержавеющей стали.

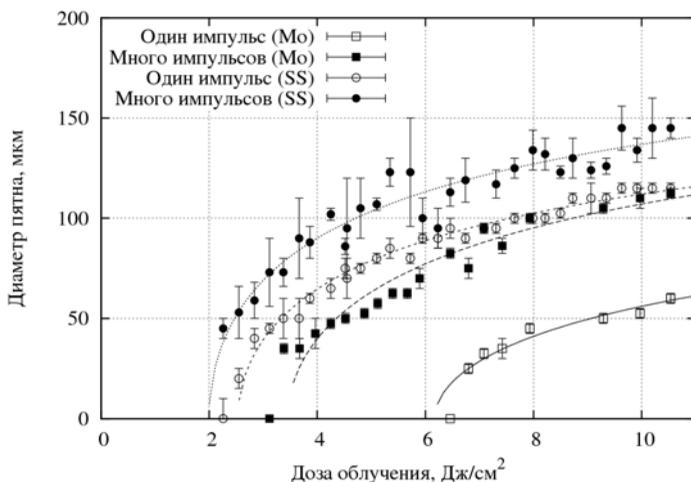


Рис. 1. Диаметр пятен на поверхности зеркал в зависимости от дозы облучения. Сплошными линиями показаны теоретические кривые

В конечных точках на поверхности молибденового образца повреждение имеет форму выпуклости, что подтверждает теорию накопления пластических деформаций.

Найденные пороги использовались для выбора режима очистки загрязнённых зеркал, использовавшихся в токамаке JET [5]. Для уточнения теоретических порогов необходима разработка модели, учитывающей наличие полупрозрачных слоёв на поверхности зеркал.

Список литературы

1. Semerok A., Fomichev S.V. Simulations of laser cleaning of diagnostic windows and mirrors: NT 07-249-A. CEA Saclay: DPC/SCP/LILM, 2007.
2. Sparks M., Loh J. Temperature dependence of absorptance in laser damage of metallic mirrors: I. Melting // Journal of the Optical Society of America. 1979. Vol.69, № 6. P.847–858.
3. Lee C.S., Koumvakalis N., Bass M. A theoretical model for multiple-pulse laser-induced damage to metal mirrors // Journal of Applied Physics. 1983. Vol.54, №10. P.5727–5731.
4. Liu J.M. Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes // Opt. Lett. 1982. Vol.7, №5. P.196–198.
5. Widdowson A. et al. Removal of beryllium-containing films deposited in JET from mirror surfaces by laser cleaning // Journal of Nuclear Materials. 2010. To be published.

О.Т. КАМЕНЕВ, В.А. КОЛЧИНСКИЙ, Н.Н. МОСКАЛЕНКО
Институт автоматизи и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СЕТЬ ДЛЯ СИСТЕМЫ ОХРАНЫ ПЕРИМЕТРА

Данная работа посвящена разработке физических и технологических основ построения измерительной сети для системы охраны периметра на основе многомодовых и одномодовых волоконных световодов.

Проведенный обзор выявил, что на сегодняшний день на рынке практически отсутствуют маскируемые оптоволоконные охранные системы, чье применение было бы недорогим и эффективным при длине зоны мониторинга от одного до нескольких километров [1]. С целью обеспечения более высоких конкурентоспособных качеств разрабатываемая охранныя система должна отличаться не только большей протяженностью охраняемого участка, но и способностью локализации местоположения нарушителя, а также возможностью классификации его по таким параметрам как: масса и направление движения.

В ходе данной работы был разработан чувствительный элемент конструктивно представляющий собой стандартный одномодовый волоконный световод и металлическую конструкцию в виде скрепки, расположенную перпендикулярно волоконному световоду (ВС). При воздействии на чувствительный элемент (ЧЭ) центральный стержень опускается и изгибает ВС, что в свою очередь приводит к изменению мощности обратно отраженного оптического излучения. После прекращения воздействия волокно приводилось в исходное состояние, так как упругая среда возвращала свою форму.

При проведении экспериментальных исследований была разработана оптимальная конструкция ЧЭ, использование которой обеспечивает регистрацию воздействия объекта с маленькой массой (~1.5 кг) и в тоже время при воздействии объекта массой в несколько раз больше (~7 кг) позволяет не терять информацию от ЧЭ, расположенных дальше на измерительной линии (рис. 1).

На основании проведенных исследований, а также с использованием данных по исследованию волоконно-оптической измерительной линии на основе многомодового ВС [2], был реализован макет измерительной сети для системы охраны периметра. Представленная волоконно-оптическая измерительная сеть содержит 8 измерительных линий на основе многомодовых ВС и 1 - на основе одномодового. Все измерительные

линии содержат амплитудные датчики, выполненные по принципу описанному выше. При воздействии на такой сегмент давление приводит к деформации волоконных световодов, вследствие чего происходит изменение мощности оптического излучения. На рефлектометре данное воздействие отображается появлением «ступеньки» на рефлектограмме. Изменение мощности в многомодовых ВС регистрируется блоком фотоприемников, через АЦП связанных с компьютером. На компьютере установлено программное обеспечение типа «нейронная сеть». В ходе работы было произведено ~ 1500 измерений - так называемая «обучающая выборка». После чего производились контрольные измерения, результаты которых представлены на рис. 2.

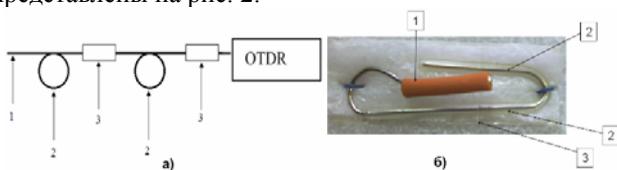


Рис. 1. Принципиальная схема волоконно-оптической сети: 1 – измерительная линия, 2 – запас ВС в защитной cassette, 3 – ЧЭ (а); ЧЭ амплитудного датчика: 1 – давящий стержень, 2 – опорные стержни, 3 – одномодовый ВС (б)

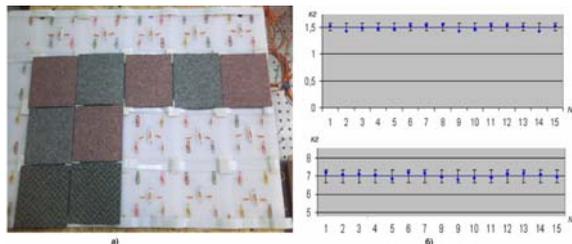


Рис. 2. Макет волоконно-оптической измерительной сети (а); результаты контрольных измерений по определению массы воздействующего объекта (б)

Таким образом, разработанный макет волоконно-оптической измерительной сети в составе системы охраны периметра способен определять траекторию движения объекта с точностью до единиц метров и массу с точностью 90%, что позволит использовать сеть, реализованную на основе данного макета, в скрытых системах охраны периметра.

Список литературы

1. Введенский Б.С. / Системы охраны периметров на выставке IFSEC2000, ч.2, Специальная техника, 2000 г., № 5, стр. 2-12.
2. Кульчин Ю.Н. Распределенные ВОД и измерительные сети. Вл-к: Дальнаука, 1999.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, А.А. КУЧМИЖАК

*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток***БЛИЖНЕПОЛЬНЫЙ ЗОНД НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО**

В настоящей работе экспериментально исследована возможность создания нового вида интерферометрического апертурного зонда для систем ближнепольной оптической микроскопии. Экспериментально установлено, что зонд на основе волоконного интерферометра Фабри-Перо (ИФП) обеспечивает пространственное разрешение не хуже чем $\lambda/14$.

Работа посвящена экспериментальному исследованию возможности создания зонда на основе ИФП. Зонд формируется отрезком стандартного двухслойного волоконного световода ($L=7$ мм, $r_{\text{core}}=8$ мкм, $n_1=1.4677$, $n_2=1.473$), на торцевые поверхности которого методом вакуумного ионного напыления наносятся тонкие металлические пленки с толщинами $d_1=45$ нм ($R_1=80\%$) и $d_2=60$ нм ($R_2=98\%$). Как показывают эксперименты, такое решение обеспечивает добротность $Q \sim 0.5 \cdot 10^5$, достаточную для измерения малых сдвигов резонансных длин волн волоконного резонатора, а также полностью исключает возможное взаимодействие излучения с тестовым объектом вне области субволновой диафрагмы.

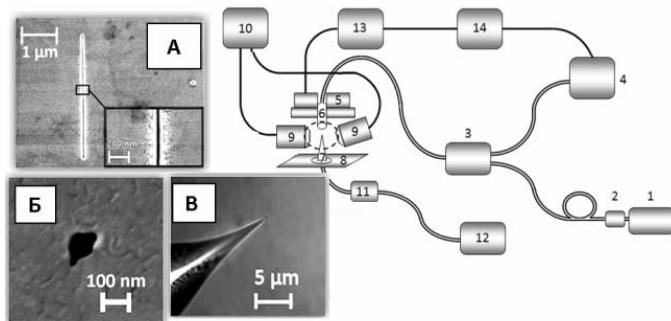


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1-полупроводниковый диод, 2-поляризатор, 3-2x1-разветвитель, 4-волоконный анализатор спектра, 5-сканирующая система, 6-ИФП, 7-тестовый объект, 8-сканирующая система, 9-объективы микроскопа (x7000), 10-система обработки изображения, 11-фотодетектор, 12-цифровой осциллограф, 13-система контроля положения позиционеров сканирующей системы, 14-компьютер. На выносках: изображения щелевой и круговой выходных диафрагм (А и Б соответственно); оптическое изображение наконечника тестового объекта (В)

Субволновые диафрагмы круглой (рис. 1А) и щелевой (рис. 1Б) формы в выходных зеркалах резонатора изготавливались методом ионно-лучевого травления (Carl Zeiss CrossBeam 1540-ESB). Для экспериментального исследования зависимости величины сдвига резонансных максимумов ИФП $\Delta\lambda/\lambda$ от изменения расстояния между субволновой диафрагмой и тестовым объектом h использовалась установка, представленная на рис. 1. На рис. 2 представлены результаты измерения экспериментальной зависимости $\Delta\lambda/\lambda$ от (h/L) для диафрагм круглой (кривая 2) и щелевой (кривая 3) формы. Крутизна линейного участка экспериментальной зависимости превышает полученное численным методом значение [1] приблизительно в 2.5 раза для одинаковых значений D , что, по-видимому, можно объяснить отличием условий проведения эксперимента от условий, рассматриваемых в численной модели, описанной в работе [1].

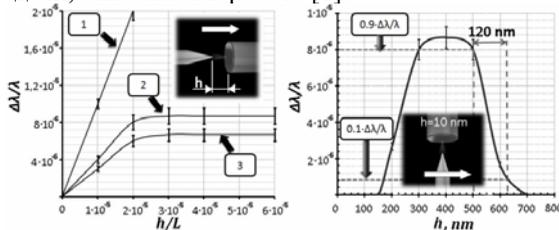


Рис. 2. Графики зависимости $\Delta\lambda/\lambda$ от h/L : кривая 1 получена экспериментально для случая диафрагмы с диаметром $D=5\lambda$, кривая 2 - для диафрагмы круглой формы $D=\lambda/15$, кривая 3 - для диафрагмы щелевой формы $D=\lambda/40$ (а); изменение $\Delta\lambda/\lambda$ при сканировании наконечника тестового объекта вдоль оси y (б)

На рис. 2 приведены результаты сканирования наконечника тестового объекта ИФП с диафрагмой круглой формы вдоль координатной оси Y в режиме постоянной высоты (h_{const} между тестовым объектом и диафрагмой ~ 10 нм). Согласно представленным данным, латеральное разрешение метода, определяемое разницей между 10% и 90% уровнем от максимального сигнала, достигает значения ~ 120 нм, что приблизительно соответствует диаметру используемой при сканировании диафрагмы.

Таким образом, в работе экспериментально показана возможность создания апертурного сканирующего зонда для систем ближнепольной оптической микроскопии на основе ИФП. Разработанный метод позволяет получить латеральное и вертикальное разрешение не хуже, чем 120 нм, что соответствует значению $\sim \lambda/14$ при длине волны $\lambda=1550$ нм.

Список литературы

1. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Кучмижак А.А. и др. // Письма в ЖТФ, Т.36, В.13, 2010.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, С.О. ГУРБАТОВ

Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

АМПЛИТУДНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ВИБРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ С НИЗКОЙ ПРИВЕДЕННОЙ ЧАСТОТЫ

Данная работа посвящена исследованию метода амплитудной регистрации вибрационных процессов на основе одномодовых волоконных световодов (ВС) с низким значением приведенной частоты.

В настоящей работе предполагается, что вибрационные воздействия передаются чувствительному отрезку волоконного световода вследствие движений прикрепленной к нему инерционной массы пружинного маятника (рис. 1а). Направление перемещений массы выбирается таким образом, чтобы обеспечить максимальный изгиб чувствительного отрезка ВС и вследствие этого максимальную модуляцию амплитуды направляемой по нему световой волны. В настоящей работе режим с низким значением приведенной частоты достигается на отрезке одномодового ВС за счет формирования на нем перетяжки малого радиуса посредством калиброванного растяжения световода, разогретого до температуры плавления (врезка на рис. 1). Это позволяет уменьшить V в области перетяжки с 2,4 до 0,6, где $V=(2\pi/\lambda)\rho(n_1^2-n_2^2)$ - приведенная частота, λ - длина волны направляемого излучения, ρ - радиус сердцевинки ВС, n_1, n_2 - показатели преломления сердцевинки и оптической оболочки.

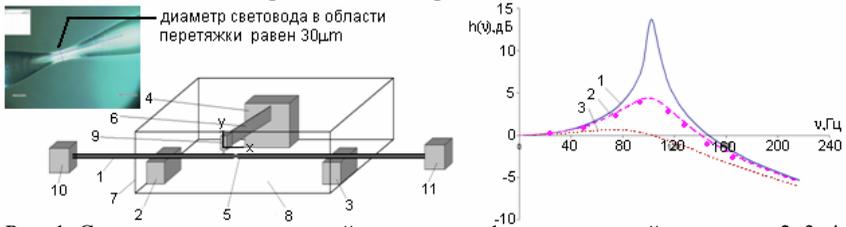


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – волоконный световод, 2, 3, 4 – неподвижные опоры, 5 – перетяжка на участке волоконного световода, 6 – маятник, 7 – герметичный корпус, 8 – вязкая жидкость, 9 – инерционная масса, 10 – суперлюминесцентный диод, 11 – фотодетектор и цифровой осциллограф (а). На врезке: фото чувствительного элемента. Амплитудно-частотная характеристика измерительного преобразователя (б): кривые – результат расчета для случаев с $\gamma=0,1\omega_0$ (кривая 1), $\gamma=0,5\omega_0$ (кривая 2), $\gamma=\omega_0$ (кривая 3). Точками представлена экспериментальная зависимость в случае заполнения корпуса глицерином (маркер)

Такое значение V предполагает одномодовый режим возбуждения ВС, и согласно [1], обеспечивает увеличение амплитудной чувствительности световода в области перетяжки к изгибу более, чем на 2 порядка по сравнению с остальным участком ВС. Как показали результаты измерений, зависимость выходного сигнала от смещения маятника вдоль оси x является линейной, пороговая чувствительность к величине такого перемещения достигает 90 нм при уровне шумов используемой нами измерительной системы 0,2 мВ. При вибрационном воздействии на корпус измерительного преобразователя смещение инерционной массы описывается известным выражением $x=h(\omega)a_{\text{ext}}$, где x – величина продольного перемещения свободного конца маятника, a_{ext} – ускорение внешней среды, ω – частота внешнего сейсмического поля, $h(\omega)=((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2)^{-1/2}$ – амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) измерительного преобразователя, в которой γ – логарифмический декремент затухания, который определяется вязкостью среды, заполняющей корпус измерительного преобразователя, $\omega_0=(k/m_{\text{eff}})^{1/2}$ – частота собственных колебаний маятника. Видно, что в области низких частот эта характеристика имеет линейный участок, диапазон которого определяется соотношением между γ и ω_0 (рис. 1б). При изготовлении макета волоконно-оптического измерительного преобразователя (ВОИП) вибрационных процессов (рис. 1а), масса и жесткость пружинного маятника выбирались таким образом, чтобы частота его собственных колебаний составила 100 Гц. Заполнение корпуса измерительного преобразователя глицерином обеспечило $\gamma \sim 0,5\omega_0$. Экспериментальные исследования амплитудно-частотной характеристики измерительного преобразователя были проведены на калиброванном вибростенде. Результаты измерений амплитудно-частотной характеристики измерительного преобразователя представлены на рис. 1б. Видно, что они соответствуют расчетной зависимости при выбранном для ВОИП значении γ . В работе достигнута пороговая чувствительность макета к ускорению $6 \cdot 10^{-5} \text{g}$, на линейном участке АЧХ в диапазоне частот 2÷50 Гц, динамический диапазон измерений не менее 50дБ, дрейф выходного сигнала не более чем 0,1%/сутки, температурный дрейф – не более 0,2%/°C. Полученные результаты демонстрируют возможность создания высокоэффективных ВОИП ускорения на базе волоконных световодов с низкой приведенной частотой.

Список литературы

1. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Дышлок А.В., Гурбатов С.О. // Измерительная техника. №2. 2010. с.47-49.

М.М. ВЕКШИН, Д.В. ВОДОВСКИЙ,
Е.Б. ХОТНЯНСКАЯ, А.Г. САВЧЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ ДЛЯ ПЛАЗМОННО- РЕЗОНАНСНОЙ СЕНСОРНОЙ СИСТЕМЫ

Проведено математическое моделирование и экспериментальное исследование условий возбуждения плазмонного резонанса в металлодиэлектрической дифракционной решетке, с целью установления зависимости этих условий от характера покровной среды.

Интенсивные исследования плазмонного резонанса в настоящее время обусловлены высокой пространственной локализацией плазмонных волн в наноразмерных областях и высокой чувствительностью к воздействиям на область своей локализации. Эти свойства открывают широкие возможности применения плазмонного резонанса в различных областях науки и техники, в том числе в сенсорных системах.

Целью настоящей работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование плазмонного резонанса в металлодиэлектрической дифракционной решетке. Был проведен анализ зависимости условий возбуждения плазмонной волны от показателя преломления покровной среды и определена их чувствительность.

Для построения математической модели применялся метод строгого анализа связанных волн (Rigorous Coupled-Wave Analysis – RCWA). Расчет проводился для дифракционной структуры, образованной слоем золота ($n_m=0,12-3,29i$) с синусоидальным профилем, покровная среда – воздух ($n_1=1$). Параметры рассматриваемой системы: период решетки $\Lambda=1,6$ мкм, толщина решетки $d=110$ нм.

Согласно методу RCWA, для анализа многослойной дифракционной решетки с произвольным рельефом поверхности необходимо разбить область решетки на большое количество тонких плоских слоев [1]. Тангенциальные составляющие электрического и магнитного поля внутри каждого слоя представляются в виде Фурье-разложения на пространственные гармоники. Граничные условия для электромагнитного поля последовательно применяются к границам раздела между покровной средой и решеткой, к границам слоев разбиения решетки, и к границе между решеткой и подложкой, на которой она находится. Учитывая в

разложении поля граничные условия, получим систему уравнений, которая решается относительно амплитуд отраженного и прошедшего излучения, на основании которых вычисляются соответствующие дифракционные эффективности различных порядков.

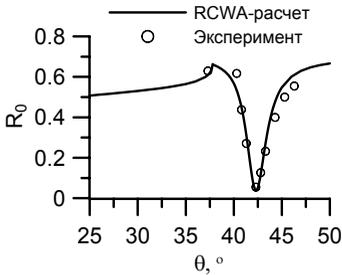


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения нулевого порядка от угла падения

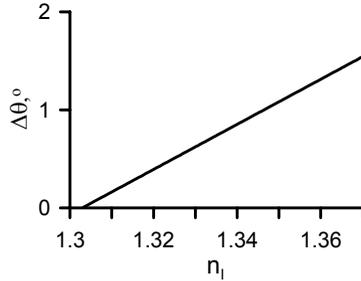


Рис. 2. Зависимость сдвига угла падения, соответствующего минимальному коэффициенту отражения, от показателя преломления покровной среды

Для экспериментального исследования была подобрана дифракционная структура с параметрами, близкими к расчетным. Длина волны падающего излучения была равна 632,8 нм.

Результаты расчета и эксперимента показали, что при падении на исследуемую структуру ТМ-поляризованной волны под углом, соответствующим плазмонному резонансу, коэффициент отражения нулевого порядка имеет значение порядка 10^{-2} (рис. 1). Результаты теории и эксперимента хорошо согласуются между собой.

Изменение показателя преломления приводит к смещению резонансного угла возбуждения. Установлена линейная зависимость смещения угла возбуждения плазмонной волны θ от изменения показателя преломления покровной среды n_1 в диапазоне 1.33-1.37, соответствующего водным растворам (рис. 2). Чувствительность при регистрации углового смещения минимума коэффициента отражения $\Delta\theta/\Delta n_1$ составляет 23 градуса на единицу показателя преломления.

Список литературы

1. M.G. Moharam, D.A. Pommet, E.B. Grann, T.K. Gaylord Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // Journal of Optical Society of America, A, 1995, V.12, N 5, P. 1077-1086.

Н.Н. СИТНИКОВ, А.В. ШЕЛЯКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»***ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Работа посвящена разработке микромеханических устройств управления оптическим излучением на основе сплавов TiNiCu с эффектом памяти формы, полученных методом сверхбыстрой закалки из расплава. Исследовано влияние утонения аморфных лент методом электрохимической полировки и их последующей динамической кристаллизации на структурные и термомеханические свойства сплавов. Показана возможность создания микроманипулятора с обратимым изменением формы.

В последнее время показана эффективность использования сплавов, обладающих эффектом памяти формы (ЭПФ), для создания устройств управления оптическим излучением – пространственно-временных модуляторов света, волоконно-оптических модуляторов света, оптических затворов и т.д. [1, 2]. С целью миниатюризации оптических устройств, создания микро- и наноустройств на основе таких сплавов становится актуальным получение тонкомерных ультрамелкозернистых материалов.

Быстрозакаленные сплавы системы TiNi-TiCu, полученные методами спиннингования расплава или планарного литья, зарекомендовали себя весьма перспективным материалом с ЭПФ для создания различного рода термочувствительных устройств [3]. Особенностью таких сплавов с большим содержанием меди является то, что при скоростях охлаждения около 10^6 °C·с⁻¹ данные сплавы могут быть получены в аморфном состоянии в виде ленты толщиной 30-60 мкм. Стандартная изотермическая термообработка сплавов приводит к формированию микрокристаллической структуры и проявлению ярко выраженного ЭПФ. Для создания микромеханических устройств требуются более тонкие ленты с ультрамелкой зеренной структурой. Целью данной работы было исследование влияния утонения аморфных лент методом электрохимической полировки и их последующей динамической кристаллизации на микроструктуру и термомеханические характеристики сплавов.

В качестве объекта исследования была выбрана быстрозакаленная лента из сплава Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅ толщиной 32 мкм и шириной 1,5 мм. Образцы ленты утонялись с помощью электрохимической полировки с использованием электролита «PLS-3» на основе тиомочевины и серной

кислоты с комплексообразующими добавками, изготовленного компанией «Техноком АС». Приложенное напряжение и плотность тока составляли 5 В и 30-50 мА/см², соответственно, при рабочей температуре 20°С. Образцы аморфной ленты подвергались полировке в течение 40-50 мин с уменьшением их толщины до 10-12 мкм.

Утоненные образцы ленты были кристаллизованы специальным методом динамической кристаллизации одиночным импульсом электрического тока с варьируемой длительностью. Для обеспечения тепловой энергии, необходимой для нагрева сплава до температуры кристаллизации, использовалось полученное в работе соотношение, связывающее плотность тока J и длительность Δt импульса тока:

$$J(\Delta t) = \frac{1}{\sqrt{\Delta t}} \sqrt{C \cdot \Delta T \frac{\rho_V}{\rho}}$$

где ρ_V – удельная плотность аморфного сплава, ρ – удельное электросопротивление, C – удельная теплоемкость, ΔT – температурный интервал от исходной температуры до температуры кристаллизации.

Микроструктура сплава изучалась с помощью ПЭМ JEM 2100. Электронно-микроскопические исследования показали, что динамическая кристаллизация аморфного сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ импульсами длительностью 300-900 мкс приводит к значительному измельчению кристаллической структуры, сопровождающееся образованием наноразмерных мартенситных пластин (20-60 нм).

Образцы микромеханических устройств были изготовлены из утоненных наноструктурированных лент с помощью метода фокусированных ионных пучков на установке Strata FIB 201 компании FEI. На примере изготовленного макета микроманипулятора с подвижной частью размером 0,9x5x20 мкм, способного совершать контролируемые обратимые угловые перемещения, продемонстрирована возможность использования наноструктурированных сплавов TiNiCu для создания миниатюрных устройств управления оптическим излучением.

Работа выполнена при частичной поддержке программы «У.М.Н.И.К.».

Список литературы

1. Шеляков А.В., Каменщиков А.А // Научная сессия МИФИ-2007. Сборник научных трудов. М., Т.3. : Фотоника и информационная оптика. 2007. С.94.
2. Chronis N., Lee L.P. // Journal of Microelectromechanical Systems. 2005. V.14. Issue 4. P.857.
3. Shelyakov A.V., Larin S.G., Ivanov V.P., et al. // J. Phys. IV France. 2001. V.11. Pr8-547.

Г.И. ГАВРИЛЕНКО, А.В. НЕЧАЕВ
Московский государственный университет печати

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫХ ФОРМОВЫВОДНЫХ УСТРОЙСТВ

Представлены результаты моделирование оптической системы СТР с использованием наиболее распространённых в допечатной подготовке лазерных источников. Проведено сравнение полученных данных. Кроме того, при моделировании учтены механические неточности изготовления оптических систем. Определены условия оптимальной фокусировки оптической системы.

Лазерное излучение широко применяется для нужд полиграфии: сканерах, фотонаборных автоматах, фото- и формовыводных устройствах. В конце 1990-х годов в допечатной подготовке изданий для изготовления печатных форм стали широко внедряться автоматизированные системы СТР (Computer-to-Plate – «компьютер – печатная форма»). В них изображение на форме создаётся на основе цифровых данных, полученных непосредственно с компьютера, минуя ряд промежуточных процессов по сравнению с традиционным изготовлением печатных форм. Основным элементом в устройствах СТР является лазер.

В устройствах СТР, как показывают исследования, имеются неточности, связанные как с технологией производства (эксцентриситет и овальность барабана) [1], так и с источниками и способами доставки излучения (чувствительность форм к длине волны лазера, потери излучения при доставке). Это снижает качество записываемых форм, особенно при повышении скорости вращения барабана или экспонирующей головки (внутренний барабан), а, следовательно, ограничивает производительность систем СТР.

При производстве устройств СТР существуют допуски на эксцентриситет и овальность барабана, которые равны 0,01 мм. Для локализации влияния неточностей изготовления механических узлов систем СТР нужно особое внимание уделить выбору источника излучения, а также оптической системе в целом.

Сегодня широкое применение в системах СТР находит метод динамической фокусировки.

Для моделирования оптической системы допечатной подготовки был использован программный продукт ZEMAX [2].

Собрана и исследована телескопическая оптическая система при использовании различных типов лазеров. Расстояние от фокусирующей линзы до цилиндра рассчитано самой программой для получения наилучших характеристик оптической системы.

Внешний вид окна программы изображён на рис. 1.

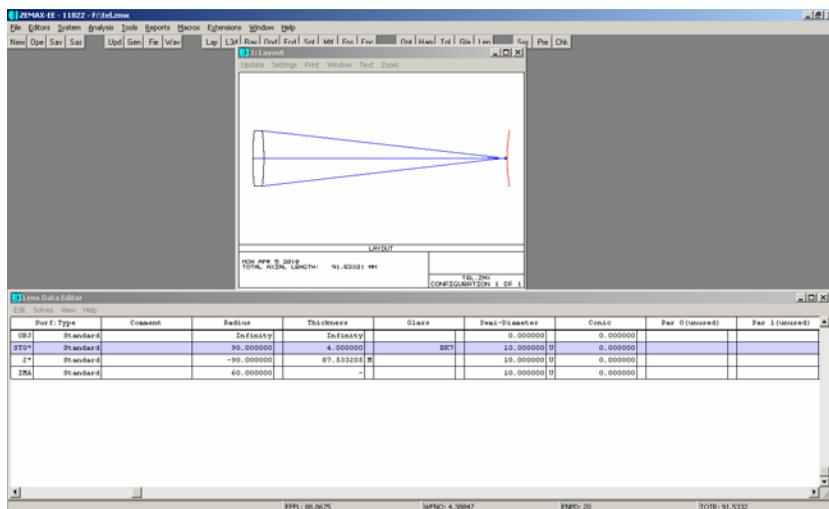


Рис. 1. Внешний вид окна ZEMAX

В ходе моделирования получены следующие результаты.

При допусках на овальность и эксцентриситет по 0,01 мм, увеличение точки (в %) по расчётам программы ZEMAX различных лазеров составляет: 5.2 для лазера, работающего на длине волны 410 нм, 5.2 для ИК-лазера и 5.0 для волоконного лазера. Таким образом, использование волоконного лазера в оптических системах СТР является наиболее предпочтительным.

Список литературы

1. Панкин П.В. Разработка методики анализа точностных и скоростных характеристик фото- и формовыводных устройств: Диссертация. М.: МГУП, 2006. 193 с.
2. ZEMAX. Руководство пользователя, 2002.

И.Е. ГОЛУБ, А.Н. МАЛОВ¹, А.В. НЕУПОКОЕВА, Л.В. СОРОКИНА
 Иркутский государственный медицинский университет
¹Иркутский государственный университет

АНЕСТЕЗИЯ ПРИ ВНУТРИВЕННОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ КРОВИ

Рассматриваются возможные механизмы анестезии и снижения хирургического стресса при внутривенном лазерном облучении крови.

Нервная система человека представляет собой биоэлектрическую сигнально-управляющую сеть, принципы функционирования которой пока еще до конца не ясны. При оперативных хирургических вмешательствах всегда осуществляется анестезия – воздействие на нервную систему с целью подавления болевых ощущений при хирургическом стрессе. Под общей анестезией понимается наступление блокады сенсорных ощущений вплоть до потери сознания. При этом возникает ухудшение синаптической передачи сенсорных сигналов, приводящее к повышению порогов нервных клеток и изменению режима их деятельности.

При проведении общей анестезии [1] использовали несколько вариантов наркоза – стандартную нейролептанальгезию (НЛА) и в сочетании с внутрисосудистым лазерным облучением крови, а также совместное применение НЛА с метаболитами, химическими аналогами стресс-лимитирующих систем и внутривенное лазерное облучение крови (ВЛОК). При этом мощность лазерного излучения на конце световода составляла 1,5-2 мВт с экспозицией 45-60 минут.

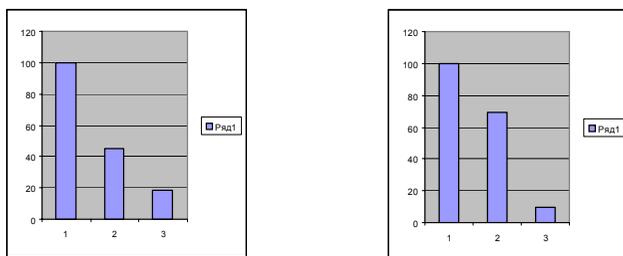


Рис. 1. Зависимость количества анестетика при различных методах аналгезии. За 100% принято количество анестетика при стандартной НЛА. Слева – проперидол, справа – фентанил: 1 - количество анестетика при стандартной НЛА, 2 - НЛА+ВЛОК, 3 - НЛА+ВЛОК+КАСЛС

Таким образом, установлено [1], что ВЛОК осуществляет эффективную блокаду ноцицептивной импульсации, нейровегетативную защиту, снижает расход препаратов для общей анестезии, уменьшает выраженность послеоперационного болевого синдрома, тем самым повышает качество лечения больных.

Механизмы, приводящие к такому действию, не могут быть связаны с явлениями фотомодификации крови при лазерном облучении, и их причина относится, по-видимому, к процессам деструкции структуры жидких компонент крови. При лазерном отжиге голографических регистрирующих сред [2] происходит достаточно быстрое изменение конформационного состояния биологических макромолекул без изменения температуры эмульсии в целом. Подобным образом, в крови могут при облучении меняться конформационные состояния белковых молекул и их гидратных оболочек. Эти лазерно-модифицированные жидкие компоненты крови затем поступают к мембранам нервных клеток и в межсинаптические переходы. Белковые молекулы под действием поглощенного излучения активируют свои тормозящие (обезболивающие) свойства и влияют на процессы синаптических переключений в сегментарных структурах спинного мозга, релейных ядрах таламуса и проекционных зонах коры соответствующих сенсорных систем.

Лазерное воздействие на органические и биологические жидкости приводит к их нанокластеризации [3] – разбиению крупных ассоциатов молекул вещества в растворе на более мелкие объединения, что, в свою очередь, может снижать вязкость раствора в целом и облегчать в случае ВЛОК доставку анестезирующих молекул непосредственно к мембранам нервных клеток.

Список литературы

1. Golub I.E., Malov A.N., Neupokoeva A.V., Sorokina L.V., Vygovsky Yu.N. The Influence of Laser Blood Photomodification on Dynamic Characteristics of Surgical Stress // *Laser Physics Vol.13, No.1, 2003, p. 106–111.*
2. Neupokoyeva A.V., Malov A.N., Malov S.N. Effect of laser annealing on the dynamics of hologram recording in self-developed dichromated gelatin layers // *Laser Physics, 2009, vol.19, No.3, p.414–423.*
3. Malov A.N., Neupokoeva A.V., Borodin A.N. Laser nanoclusterization of gasolines // In «Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics, workshop» Vladivostok, September, 2009, p.1-3.

Е.В. КАЗАНЦЕВА, Е.Д. МИШИНА,
А.И. МАЙМИСТОВ¹, Ж.Г. КАПУТО²

*Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет)*

¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

²*Национальный институт прикладных наук, Франция*

ДИНАМИКА ПОЛЯРИЗАЦИИ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УПРАВЛЯЮЩЕГО ПОЛЯ

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование взаимодействия поляризации в тонкой сегнетоэлектрической пленке с импульсом наносекундной длительности и с импульсом, подаваемым на фоне постоянного поля. Приведены теоретические оценки значений частоты осцилляций поляризации и времени их затухания, их значения сопоставлены с экспериментальными данными.

Исследования электрооптических свойств сегнетоэлектрических материалов сохраняют свою актуальность на протяжении многих десятилетий. В литературе существует множество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению изменений, происходящих в сегнетоэлектриках при воздействии на них постоянных и импульсных тепловых и электромагнитных полей. С точки зрения создания компактных устройств на основе сегнетоматериалов, особый интерес представляют тонкие сегнетоэлектрические пленки. Вблизи области фазового перехода динамика поляризации в сегнетоэлектрике может быть определена на основе феноменологической модели Гинзбурга-Ландау [1]. В параэлектрической фазе равновесным является состояние с нулевой поляризацией, однако при наложении постоянного электрического поля, внутри пленки наводится стационарная поляризация, значение которой определяется приложенным к пленке полем. Теоретическое исследование зависимости частоты и времени переключения поляризации в сегнетоэлектрической пленке от формы управляющего импульса проведено в работе [2]. В работах [3, 4] описан эксперимент по определению поляризационного отклика тонкой сегнетоэлектрической пленки титаната бария-стронция (БСТ) с концентрацией бария $x = 0.7$. Значения параметров Ландау для сегнетоэлектрических пленок БСТ приведены в [5]. В работе [6] на основе феноменологической теории [1] произведено сравнение характеристик переходного процесса, возникающего при воздействии короткого

импульса на поляризацию среды, с экспериментальными данными, описывающими динамику поляризации, возникающей в пленке $Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO_3$ при воздействии наносекундного электрического импульса. Значения частоты колебаний поляризации, определенные из теоретической модели для параметров сегнетоэлектрической пленки БСТ, по порядку величины совпадают с частотами, определенными в эксперименте по воздействию электрического импульса на сегнетоэлектрическую пленку [7, 8]. В экспериментальной части работы было обнаружено, что высокочастотные колебания (гигагерцового диапазона) поляризации в тонкой сегнетоэлектрической пленке, возникающие при включении электрического импульса с резким фронтом, затухают к равновесному значению через несколько периодов колебаний.

Работа Е.В. Казанцевой профинансирована грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-8750.2010.2. Исследование проводилось при поддержке Министерства образования и науки РФ. Работа частично поддержана РФФИ (грант № 09-02-00701-а) и Федеральной целевой программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 гг.

Список литературы

1. Гинзбург В.Л. Теория сегнетоэлектрических явлений // УФН, 1949. Т.38. вып. 8. С.490-525.
2. Caputo J.-G., Kazantseva E.V., Maimistov A.I. Electromagnetically induced switching of ferroelectric thin films // Phys. Rev. B. 2007. № 75. 014113.
3. Mishina E.D., Sherstyuk N.E., Stadnichuk V.I., Sigov A.S., Mukhorotov V.M., Golovko Yu.I., van Etteger A., Rasing Th. Nonlinear-optical probing of nanosecond ferroelectric switching // Appl. Phys. Lett. 2003. V.83. №12. P.2402-2404.
4. Mishina E.D., Sherstyuk N.E., Barskiy D.R., Sigov A.S., Golovko Yu.I., Mukhorotov V.M., De Santo M., Rasing Th. Domain orientation in ultrathin $(Ba,Sr)TiO_3$ films measured by optical second harmonic generation // J. Appl. Phys. 2003. №93. P.6216-6222.
5. Ban Z.-G., Alpay S.P., Phase diagrams and dielectric response of epitaxial barium strontium titanate films: A theoretical analysis // Journal of Appl. Phys. 2002. Vol.91. №11. P.9288-9296.
6. Мишина Е.Д., Сигов А.С., Казанцева Е.В., Мухортов В.М. Возбуждение колебаний поляризации при прохождении электрического импульса в тонкой сегнетоэлектрической пленке, Нано- и микросистемная техника. 2010. №7. С.13-15.
7. Kazantseva E.V., Mishina E.D., Mukhorotov V.M., Sigov A.S. Polarization Dynamics of a Thin Ferroelectric Film, Ferroelectrics. 2010. № 400, p. 269–275.
8. Caputo J.-G., Maimistov A.I., Mishina E.D., Kazantseva E.V., Mukhorotov V.M. High-frequency polarization switching of a ferroelectric thin film // Phys. Rev. B. 2010. № 82. 094113.

С.В. ДАЙНЕКО, К.В. ЗАХАРЧЕНКО,
В.А. ОЛЕЙНИКОВ¹, А.А. ЧИСТЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Институт биоорганической химии им. М.М. Шемякина и

Ю.А. Овчинникова РАН, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНОК НАНОЧАСТИЦ CdSe С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ

Работа посвящена исследованию процесса формирования пленок наночастиц CdSe с высокой концентрацией из сильно неравновесных растворов. Исследована люминесценция не содержащих поверхностно активных веществ (ПАВ) и исходных растворов наночастиц CdSe различных размеров. Сдвиг люминесценции в длинноволновую область, очищенных от ПАВ наночастиц, относительно исходных, для всех размеров, обусловлен образованием уже в растворе кластеров, агрегатов и т. д.

Полупроводниковые квантовые точки CdSe, CdSe/ZnS представляют в последнее время большой интерес как люминесцентные материалы. Наночастицы такого типа обладают преимуществом перед органическими флуорофорами: квантовые точки фотостабильны, обладают узким эмиссионным спектром и широкой полосой поглощения. Пленки с высокой концентрацией наночастиц могут найти применение в задаче поверхностной лазерной ионизации сорбированных молекул, как источники ионов для масс-спектрометров и спектрометров ионной подвижности. Возможность существования в виде зольей делает квантовые точки привлекательными с технологичной точки зрения, позволяет встраивать их в различные матрицы, создавая, таким образом, наноконкомпозиты. Целый ряд работ [1, 2] посвящен формированию пленок с использованием методики осаждения наночастиц из раствора. Однако, собственно процесс формирования пленок изучен слабо.

Целью данной работы является исследование люминесцентных свойств наночастиц CdSe, содержащих и не содержащих поверхностно активные вещества в процессе получения пленок с высокой концентрацией наночастиц из сильно неравновесных растворов.

На рис. 1 приведены нормированные спектры люминесценции растворов очищенных от ПАВ и исходных наночастиц CdSe различных размеров. Видно, что для частиц размером 3.3 и 4.8 нм наблюдается сдвиг в красную сторону, причем для размера 4.8 нм форма спектра, а также

ширина на полувысоте приблизительно совпадают с формой и шириной на полувысоте для исходных наночастиц.

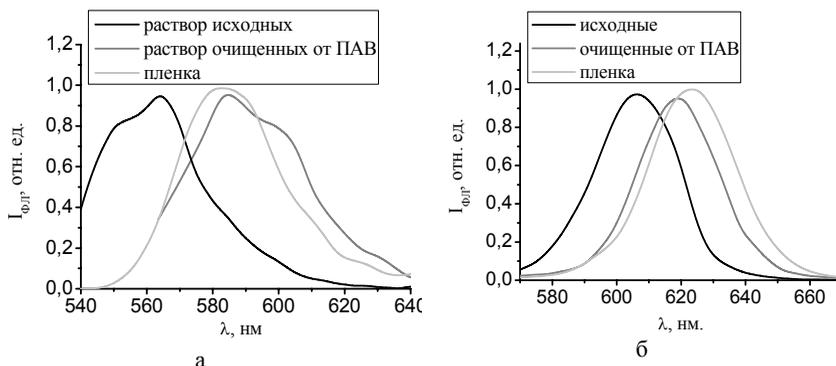


Рис. 1. Спектры люминесценции растворов исходных, очищенных от ПАВ и пленок наночастиц CdSe с $d = 3.3$ нм (а), $d = 4.8$ нм (б)

Как известно из литературы красный сдвиг может быть обусловлен как образованием новых поверхностных дефектов при очистке наночастиц, так и образованием в растворе кластеров, агрегатов и т.д. Действительно, очищенные от ПАВ наночастицы обладают значительно большей способностью к агрегации, чем исходные. Для установления причин сдвига спектра люминесценции наночастиц были сформированы пленки с высокой концентрацией наночастиц. Видно, что спектры люминесценции пленок для размеров 3.3 и 4.8 нм так же претерпевают сдвиг по отношению к исходным в растворе. По положению максимума и форме спектра они приближаются к спектру очищенных частиц в растворе.

Следовательно, на поверхности наночастиц CdSe, в результате формирования пленки, не образуются дефектные уровни, которые могут препятствовать процессам переноса электронного возбуждения в структурах на их основе. Пленка квантовых точек CdSe с высокой концентрацией формируется из агрегатов наночастиц образовавшихся уже в растворе.

Список литературы

1. L.E. Vorob'ev, E.L. Ivanenko, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, Optical properties of nanostructures. St.-Pb.: Nauka, 2001.
2. Дайнеко С.В., Захарченко К.В., Чистяков А.А. и др. Разработка и создание солнечных ячеек на основе наночастиц CdSe и CdSe/ZnS и органических полупроводников, Научная сессия МИФИ-2010, сборник научных трудов, т.2, с.155. Москва, 2010.

А.С. ШЕВЧУК, Н.В. ЧЕРНЕГА, А.Д. КУДРЯВЦЕВА
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

Представлены экспериментальные исследования взаимодействия импульсного лазерного излучения с различными типами тонких пленок. Были исследованы поликластерные алмазные пленки, пленки нитрида алюминия (AlN) и пленки оксида индия и олова (ITO). Спектральные особенности рассеянного света определяются структурой образцов.

Наноструктурированные материалы обладают большим разнообразием возможных применений. Распространение электромагнитных волн в таких системах приводит к ряду интересных явлений, особенно в случае, когда длина волны сравнима с размерностью наноструктуры. Усиление электромагнитного поля вблизи наноразмерных объектов, формирование фотонной запрещенной зоны, снижение групповой скорости волн, локализация фотонов и многие другие явления представляют большой научный интерес. Как и электромагнитные волны, акустические волны демонстрируют ряд новых явлений при распространении в среде, состоящей из структурных неоднородностей с размерами порядка длины акустической волны [1]. При типичных размерах неоднородностей (стержни, шарики и т. д.) в несколько сотен нанометров акустические волны соответствуют гиперзвуку. Для наноструктурированных материалов с различной структурой акустическое возбуждение неоднородностей может привести к низкочастотному комбинационному рассеянию мод, подчиняющихся переходным правилам отбора. Низкочастотное КР в полупроводниковых, диэлектрических и металлических нанобъектах [2-5] дает важную информацию об их колебательной динамике. Сдвиг частоты рассеянного света определяется собственными частотами структурных неоднородностей. Целью данной работы было реализовать вынужденное рассеяние света, вызванное взаимодействием лазерного излучения с локализованными акустическими модами структурных неоднородностей. Исследовались поликластерные алмазные пленки, пленки нитрида алюминия (AlN) и пленки оксида индия и олова (ITO).

Все эти материалы можно охарактеризовать средними размерами структурных неоднородностей, которые определяются условиями роста. Размеры неоднородностей – порядка нескольких сотен нанометров (от

900 нм до 1000 нм), что соответствуют акустическим частотам, лежащим в гигагерцевом диапазоне.

При возбуждении гигантским импульсом рубинового лазера ($\lambda = 694.3$ нм, $\tau = 20$ нс, $E_{\max} = 0.3$ Дж., $\Delta\nu = 0.015$ см⁻¹) при достижении порога в спектре света, прошедшего через образец и отраженного от образца, наблюдались дополнительные спектральные компоненты, смещенные от лазерной линии на несколько десятых см⁻¹.

Во всех исследованных образцах было зарегистрировано вынужденное рассеяние света, вызванное взаимодействием лазерного излучения с акустическими колебаниями доменов с размерами порядка нескольких сотен нанометров. Увеличение среднего размера структуры образца приводило к одновременному уменьшению сдвига частот волн, рассеянных в прямом и обратном направлениях. Высокая эффективность преобразования, имеющая место для всех исследованных образцов (от 10% до 20% в зависимости от образца), соответствует высокой эффективности возбуждения гиперзвука. Структура образцов определяет количество и значения акустических резонансов, которые могут быть возбуждены, и если эти моды подчиняются правилам отбора, их можно наблюдать в виде низкочастотного комбинационного рассеяния, а при определенных условиях реализуется режим вынужденного рассеяния света.

Большое количество наноструктурных пленок с различной структурой дает возможность экспериментальной реализации когерентного источника света с различными сдвигами частот, лежащими в гигагерцевом диапазоне, который может быть использован для бигармонической накачки в задачах спектроскопии.

Список литературы

1. E.N. Economou, R.S. Penciu Phonons and Phononic Gaps in Continuous Inhomogeneous Media, Lect. Notes Phys., 630, 175-186 (2003).
2. E. Duval, A. Boukenter, B. Champagnon Vibration Eigenmodes and Size of Microcrystallites in Glass: Observation by Very-Low-Frequency Raman Scattering, Phys. Rev. Lett. 56, 2052-2055 (1986).
3. P. Verma, W. Cordts, G. Irmer, J. Monecke Acoustic vibrations of semiconductor nanocrystal in doped glasses, Phys. Rev. B 60, 5778-5785 (1999).
4. A. Tanaka, S. Onari, T. Arai Low-frequency Raman scattering from CdS microcrystals embedded in a germanium dioxide glass matrix, Phys. Rev. B 47, 1237-1243 (1993).
5. L. Saviot, B. Champagnon, E. Duval, I.A. Kudriavtsev, A.I. Ekimov, Size dependence of acoustical and optical vibrational modes of CdSe nanocrystals in glasses J. Non-Cryst. Solids 197, 238-246 (1996).

А.В. СИВАК, С.А. ЗИБРОВ¹, В.В. ВАСИЛЬЕВ¹,
В.Л. ВЕЛИЧАНСКИЙ¹, Д.В. БРАЖНИКОВ²,
А.В. ТАЙЧЕНАЧЕВ², В.И. ЮДИН²

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

²*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск*

ДВОЙНАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАНСА НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ОТКРЫТОМ АТОМНОМ ПЕРЕХОДЕ

На «открытых» переходах D_1 линии щелочных металлов (Cs и изотопов Rb) обнаружена двойная структура внутридоплеровского резонанса насыщенного поглощения в сигнале сильной световой волны в присутствии слабой встречной. Такая форма резонанса не объясняется ранее известными эффектами, а полная ширина центрального пика в провале поглощения может быть меньше естественной ширины возбужденного уровня. На циклических «закрытых» переходах этот эффект не наблюдается. Результаты работы могут найти применение в метрологии и обладают общезначимостью для нелинейной спектроскопии.

С момента изобретения лазеров нелинейные резонансы в парах атомов и молекул, свободные от доплеровского уширения, используются в метрологии и спектроскопии высокого разрешения. Резонанс насыщенного поглощения в поле встречных световых волн имеет вид внутридоплеровского провала или пика, в зависимости от параметров поляризации и земановской структуры уровней [1]. Как правило, регистрируется поглощение слабого пробного поля в присутствии встречной насыщающей волны.

При обратной ситуации, когда регистрируется поглощение сильной волны на открытых переходах D_1 линии щелочных металлов ($^{85,87}\text{Rb}$ и ^{133}Cs), обнаружена двойная структура резонанса: в центре провала наблюдается пик поглощения. Резонансы на циклических переходах типа $F_g = F - F_c = F + 1$ на D_2 линии $^{85,87}\text{Rb}$ и ^{133}Cs не имеют такой двойной структуры. Следует отметить, что в общем случае форма резонанса насыщенного поглощения в газах может быть сложной, в частности, для узких линий молекулярных переходов из-за эффекта отдачи, в результате нелинейных интерференционных эффектов, светоиндуцированного поглощения или влияния внешнего магнитного поля.

В контрольных экспериментах было установлено, что наблюдение двойной структуры нелинейного резонанса не связано с перечисленными

выше эффектами и имеет место в поглощении сильной волны в присутствии слабой встречной и обусловлено открытостью атомного перехода. Детальное исследование проводилось на переходе $F_g=1 \rightarrow F_e=2$ на D_1 линии ^{87}Rb ($\lambda=795$ нм, $\gamma=2\pi \cdot 5.75$ МГц, параметр открытости $\eta=0.5$) (см. рис. 1а). Схема установки приведена на рис. 1б.

Эволюция формы резонанса при изменении мощности пробной волны для случая параллельных линейных поляризаций встречных волн представлена на рис. 2. Ширина центрального пика прямо пропорциональна интенсивности и при небольшом пробном поле может быть **меньше** естественной ширины линии ($0.6\gamma=2\pi \cdot 3.5$ МГц). С ростом интенсивности пробного луча растет и контраст центрального пика. Двойная структура становится также более выраженной с увеличением диаметров пучков. Как показал теоретический анализ, такое поведение аналогично увеличению открытости перехода. Двойная структура нелинейного резонанса на переходе $F_g=1 \rightarrow F_e=2$ наблюдалась и для других конфигураций встречных пучков: ортогональных линейных поляризаций, одинаковых и ортогональных круговых поляризаций.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-01151.

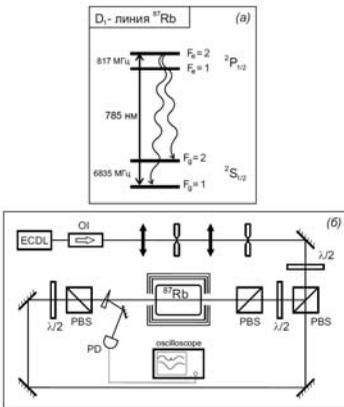


Рис. 1. Схема уровней (а), волнистой линией показана спонтанная релаксация; экспериментальная установка (б)

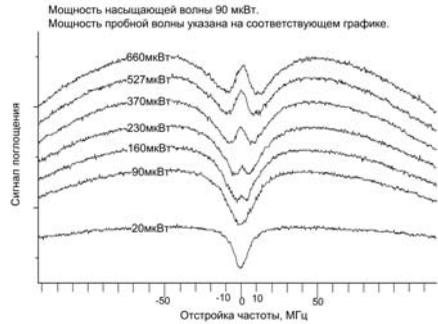


Рис. 2. Зависимость формы внутридоплеровского резонанса от мощности пробной волны (графики для удобства отображения смещены по вертикали). Диаметры пучков 10 мм

Список литературы

1. Юдин В.И. Теория светоиндуцированной анизотропии резонансных атомов в стационарных эллиптически поляризованных полях, диссер. док. физ.-мат. наук, НГУ, 2000.

Ю.А. КУЗИЩИН, И.Л. МАРТЫНОВ, В.А. КАРАВАНСКИЙ¹,
Г.Е. КОТКОВСКИЙ, А.А. ЧИСТЯКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ

Работа посвящена изучению механизмов образования отрицательных ионов нитроароматических соединений при воздействии лазерного излучения на пористый кремний (ПК) на примере молекул тринитротолуола (ТНТ). Была обнаружена сорбция ТНТ на поверхности пористого кремния. Обнаружено два режима образования отрицательных ионов молекул ТНТ: ионизация с поверхности пористого кремния, и ионизация в газовой фазе у поверхности пористого кремния. Предложены механизмы получения отрицательных ионов.

В настоящее время актуальным является разработка и создание портативных высокочувствительных детекторов следов взрывчатых веществ (ВВ) в воздухе. Существующие на сегодняшний день приборы такого типа, основанные на принципах спектрометрии ионной подвижности с многоступенчатой лазерной ионизацией, обладают наилучшей чувствительностью. Применительно к ним, представляет интерес использование новых источников ионов, основанных на пористом кремнии, которые позволят увеличить чувствительность детекторов (спектрометров ионной подвижности) и снизить требования к лазерному излучению, что приведёт к уменьшению массогабаритных показателей прибора. Однако до конца не ясны механизмы образования отрицательных ионов молекул нитроароматических соединений. Таким образом, целью данной работы является изучение механизмов образования отрицательных ионов различных органических соединений (на примере ТНТ) при воздействии на пористый кремний лазерного излучения. Так же проводились исследования сорбции молекул аналита на поверхность образцов пористого кремния из газовой фазы.

Экспериментальная установка состояла из спектрометра ионной подвижности и YAG:Nd лазера с системой генерации гармоник. Спектрометр ионной подвижности собран на базе дрейфовой трубки длиной 18,5 см, напряжённость поля в области дрейфа $E \sim 200$ В/см, разрешающая способность 70. Подробно его конструкция описана в [1,2].

В качестве мишени в работе использовался пористый кремний изготовленный стандартным методом анодирования монокристаллической подложки типа КЭС 0,01 (111) в электролите HF(49%):этанол 1:1. Ток травления составлял 5-7 мА/см², длительность 20-30 мин. В процессе травления образец подсвечивался галогеновой лампой.

Для воздействия на образец использовалось излучение 4-ой гармоники YAG:Nd лазера (266 нм) в режиме модуляции добротности. Частота повторения импульсов 10 Гц, длительность 6 нс, энергия варьировалась от 10 до 300 мДж. Диаметр лазерного пятна на образце составлял ~0.8 мм.

На рис. 1 показаны спектры ионной подвижности с образцов пористого и обычного кремния после часовой выдержки в парах ТНТ при температуре 50°C. Из графика видно, в спектре ионной подвижности с пористого кремния присутствует пик тринитротолуола. Это говорит о наличии сорбции ТНТ у мишеней из ПК. Отметим, что амплитуда этого пика сохраняется в течении нескольких сотен лазерных импульсов.

Как было показано ранее, важное значение для образования отрицательных ионов молекул аналита играет эмиссия электронов [3]. Однако было установлено, что в режиме сорбции дело обстоит иначе. В этом случае, для образования отрицательных ионов, важную роль начинает играть ионизация на поверхности образца.

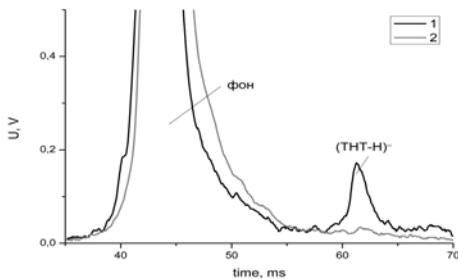


Рис. 1. Спектры ионной подвижности с образцов пористого кремния (1) и объёмного кремния (2) после выдержки в парах ТНТ при температуре 50°C

Список литературы

1. Г.Е. Котковский., И.Л. Мартынов, В.В. Новикова, А.А. Чистяков // ПТЭ. 2009. №2. С.110-116.
2. А.А. Вебер, Г.Е. Котковский, И.Л. Мартынов, А.А. Чистяков // Хим. Физика. 2010. Т.29. №8. С.20-28
3. И.Л. Мартынов, В.А. Караванский, Г.Е. Котковский, Ю.А. Кузицин, А.С. Цыбин, А.А. Чистяков // Письма в ЖТФ, 2011, т.37, вып.1, С.56-63.

М.Г. КИСТЕНЕВА, А.С. АКРЕСТИНА, В.В. ПОПУГАЕВА,
С.М. ШАНДАРОВ, С.В. СМИРНОВ, Ю.Ф. КАРГИН¹

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва*

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca, Ga}$, НАВЕДЕННЫЕ ИНФРАКРАСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Представлены результаты экспериментальных исследований спектральных зависимостей фотоиндуцированного поглощения в диапазоне 420 – 970 нм в легированном кальцием и галлием кристалле титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca, Ga}$) при засветке непрерывным ($\lambda = 1064$ нм) лазерным ИК излучением.

Известно, что облучение кристаллов титаната висмута светом из видимой области и ближнего инфракрасного диапазона приводит к изменению их оптического поглощения [1]. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований спектральной зависимости изменений оптического поглощения в диапазоне 420 – 970 нм кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca, Ga}$ толщиной $d = 8,9$ мм при комнатной температуре, после его засветки непрерывным лазерным излучением ближнего ИК диапазона ($\lambda_e = 1064$ нм) с интенсивностью ~ 100 мВт/см².

На рис. 1а показаны экспериментальные спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca, Ga}$ до облучения (кривая 1), после облучения светом с $\lambda_e = 1064$ нм в течение 5 минут (кривая 2) и через 35 минут после облучения (кривая 3). Как видно из рис. 1а, облучение излучением с длиной волны $\lambda_e = 1064$ нм приводит к увеличению оптического поглощения кристалла в спектральных диапазонах 420 – 600 нм и 850 – 970 нм и его уменьшению в диапазоне 600 – 850 нм. Увеличение до 60 минут времени облучения не приводит к заметному увеличению наведенных изменений в спектре оптического поглощения. Через 35 минут после окончания облучения происходит частичная релаксация коэффициента поглощения, а через время ~ 180 минут кристалл практически полностью возвращается в исходное состояние.

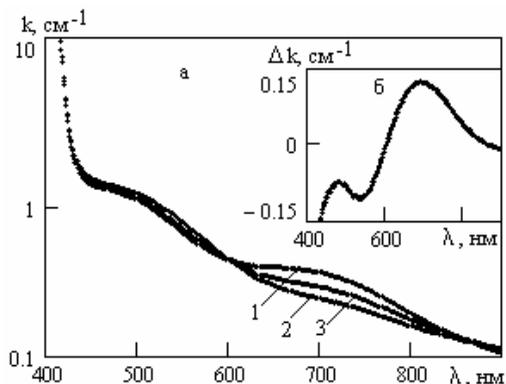


Рис. 1. Экспериментальные спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и его наведенных изменений в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}, \text{Ga}$ (б): 1 – до облучения; 2 – после облучения светом от непрерывного лазера ($\lambda_e = 1064$ нм) в течение 5 минут и 3 – на этапе релаксации в течение 35 минут

Спектральная характеристика наведенных изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$, полученная вычитанием экспериментальных данных для зависимостей 1 и 2, представлена на рис. 1б. Эти зависимости имеют резонансный характер с экстремумами при $\lambda_m = 540$ и 690 нм. На длине волны $\lambda_m = 540$ нм увеличение коэффициента поглощения после облучения составило $\sim 0,11$ см^{-1} , при значении коэффициента поглощения для исходного состояния $0,80$ см^{-1} . На длине волны $\lambda_m = 690$ нм наблюдается уменьшение поглощения после облучения на величину $\Delta k_m \sim 0,12$ см^{-1} , при его исходном значении $0,47$ см^{-1} . Проведенные расчеты показали, что полученные экспериментальные зависимости удовлетворительно описываются моделью, учитывающей вклад в примесное поглощение как фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [2], так и внутрицентровых переходов [3].

Работа выполнена при поддержке программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФАНИ (ГК 02.740.11.0553).

Список литературы

1. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.
2. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 11. С.1027-1032.
3. С.М. Шандаров, М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, А.Л. Толстик // Материалы VII Международной научно-технической конференции «Квантовая электроника – 2008». Минск, 2008. С.40.

А.В. СЮЙ, Е.А. АНТОНЫЧЕВА, Н.В. СИДОРОВ¹, А.Ю. ГАПОНОВ
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск
¹*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья*
им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты

ОСОБЕННОСТИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ СВОЙСТВ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$

В работе впервые обнаружено, что с ростом концентрации Gd^{3+} наблюдается значительное изменение интенсивности линий в спектре КР, запрещенных правилами отбора в исследованных геометриях рассеяния в отсутствие эффекта фоторефракции. Причем, интенсивности “запрещенных” линий с ростом концентрации Gd^{3+} сначала уменьшаются, а затем существенно возрастают. Эффект уменьшения интенсивности “запрещенных” линии свидетельствуют о понижении фоторефракции.

Фоторефрактивные свойства LiNbO_3 можно изменять в широких пределах изменением стехиометрии (отношения $R=\text{Li}/\text{Nb}$) и легированием [1]. Монокристаллы с высоким эффектом фоторефракции можно получить, легируя структуру LiNbO_3 многозарядными катионами переходных металлов Fe, Cu, Mn, Ni и др. (“фоторефрактивными” катионами), изменяющих свое зарядовое состояние под действием излучения. Монокристаллы LiNbO_3 , обладающие низким эффектом фоторефракции можно получить, путем легирования “нефоторефрактивными” катионами Mg^{2+} , Zn^{2+} , Gd^{3+} и др. Внедрение этих катионов в структуру кристалла уменьшает температуру Кюри и подавляет фоторефрактивный эффект, обусловленный присутствием в структуре мелких ловушек электронов и неконтролируемых примесей, обладающих переменной валентностью [1, 2]. Эффект подавления достаточно тонкий и требует детального выяснения механизма внедрения и локализации легирующих примесей в структуру кристалла. В кристаллах ниобата лития фоторефрактивный эффект определяется также тонкими особенностями упорядочения структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла [1, 2]. Изменяя степень этого упорядочения можно варьировать величиной фоторефрактивного эффекта.

Из спектров КР монокристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}^{3+}$ конгруэнтного состава в геометрии рассеяния $X(\text{ZX})Y$ в области частот $500\text{-}800\text{ см}^{-1}$ наблюдаются две интенсивные линии: 580 см^{-1} $E(\text{TO})$ и 635 см^{-1} $A_1(\text{TO})$ [1]. Причем, линия 635 см^{-1} $A_1(\text{TO})$ запрещена для данной геометрии рассеяния и

проявляется в спектре вследствие фоторефракции. В данном случае фоторефракция индуцируется лазерным излучением, поляризованным вдоль оси Z , и в кристалле наблюдается перекачка энергии от возбуждающего излучения в рассеянный свет [1]. При этом из-за преимущественного изменения показателя преломления вдоль оси Z на выходе из кристалла происходит сильная дефокусировка лазерного луча в плоскости XOZ , вследствие которой с течением времени геометрия $X(ZX)Y$ преобразуется в геометрию $X/Z(Z/XX)Y$ и в спектре проявляются линии, соответствующие $A_1(TO)$ фононам, которые правилами отбора запрещены в геометрии $X(ZX)Y$, но разрешены в геометрии $Z(XX)Y$. Причем, частоты $A_1(TO)$ фононов в геометрии рассеяния $X/Z(Z/XX)Y$ немного отличаются от частот соответствующих фононов в геометрии $Z(XX)Y$. Этот факт указывает на смешанный характер фононов в геометрии рассеяния $X/Z(Z/XX)Y$. Согласно данным КР, фоторефрактивный эффект в кристалле $LiNbO_3:Gd^{3+}$ минимален при концентрации Gd^{3+} 0,002 мас. %. С ростом концентрации примесей наблюдается значительное изменение интенсивности линии $635\text{ см}^{-1} A_1(TO)$ по сравнению с интенсивностью линии $580\text{ см}^{-1} E(TO)$. Причем, интенсивность линии с частотой 635 см^{-1} в области малых концентраций Cd^{3+} сначала уменьшается по сравнению с интенсивностью этой же линии в спектре номинально чистого ниобата лития конгруэнтного состава, а затем существенно возрастает. Из данных КР следует, что фоторефракция в кристалле ниобата лития минимальна в кристаллах, легированных относительно малыми количествами “нефоторефрактивных” катионов отличающихся повышенным структурным упорядочением катионов вдоль полярной оси кристалла. Это свидетельствует об уменьшении количества заряженных структурных дефектов при увеличении степени структурного совершенства кристалла. Фоторефракция становится наиболее сильной, когда внедряющаяся в структуру кристалла примесь Gd^{3+} , не только увеличивает разупорядочение катионной подрешетки, но и заметно деформирует кислородные октаэдры кристалла.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по госконтрактам № 16.740.11.0317 и № 14.740.11.0698.

Список литературы

1. Volk T., Wöhlecke M. Lithium niobate. Defects, photorefractive and ferroelectric switching. Berlin. Springer, 2008. 250 P.
2. Палатников М.Н., Сидоров Н.В., Бирюкова И.В., Чуфырев П.Г., Калинин В.Т. Упорядочение структуры и оптические характеристики легированных монокристаллов ниобата лития// Перспективные материалы. 2003. №4. С.48-54.

Е.А. МАКАРОВ, В.Г. БЕСПАЛОВ

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики***ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО ГАЗА НА ПАРАМЕТРЫ ВКР
ГЕНЕРАЦИИ В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ**

В работе представлены результаты анализа процесса генерации нестационарного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в сжатом водороде при добавлении буферного инертного газа. При малых парциальных давлениях водорода и больших инертного газа при коротких длительностях лазерных импульсов происходит существенное снижение инкремента ВКР усиления. Выявлено, что наиболее перспективным является добавление буферного газа к водороду при его плотностях больше 2 амага, при которых не изменяется инкремент усиления в режиме нестационарного ВКР, но приводит к уменьшению влияния нестационарности и сохранению инкремента усиления.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) является эффективным средством преобразования частоты. В частности ВКР можно использовать для создания затравочных источников излучения для мощных импульсных CO_2 лазеров короткой длительности. Основным параметром для ВКР преобразования является стационарный коэффициент усиления g . Известно, что для газовых сред коэффициент усиления ВКР прямо пропорционален заселенности рабочего уровня активной молекулы и обратно пропорционален кубу стоксовой частоты и ширине линии спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) ($\Delta\nu$). Для газообразного H_2 в области столкновительного уширения время дефазировки молекулярных колебаний T_2 обратно пропорционально зависит от ширины линии СКР. Таким образом, добавление буферного газа уширяет линию СКР при сохранении общего числа активных молекул, что приводит к пропорциональному уменьшению коэффициента усиления g и снижению общего инкремента усиления в режиме стационарного ВКР. Одновременно уширение линии СКР водорода приводит к уменьшению времени T_2 , что обуславливает сложное поведение инкремента усиления для коротких лазерных импульсов в режиме нестационарного ВКР. Выражение для усиления стоксового сигнала нестационарного ВКР в приближении заданной накачки можно записать в следующем виде [1]: $I_S = I_{S0} \exp(M)$, где

$$M = \left[\frac{8gz}{T_2} \int I_p(t) dt \right]^{1/2}, \quad (1)$$

инкремент усиления.

Существуют многочисленные исследования профиля колебательной линии СКР $Q_{01}(I)$ молекулы водорода, в работе [2] наблюдались особенности линии для смеси газов H_2 -Ar и интерпретировались с точки зрения теории столкновений. Авторы экспериментально получили коэффициент уширения линии СКР равный $4.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{амага}$ для соотношения водорода и аргона в смеси 1 к 50 при температуре 295 К° . В работе [3] авторы получили коэффициент столкновительного уширения $4.42 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{амага}$ для соотношения водорода и аргона один к одному, и $0,87 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{амага}$ для чистого водорода. Таким образом, добавление инертного буферного газа Ar приводит к почти 5-ти кратному уширению линии и одновременно к пропорциональному уменьшению времени дефазировки $T_2 \sim 1/\Delta\nu$. Исходя из (2) и результатов [2] можно сказать, что в приближении стационарной накачки, добавление буферного газа к водороду при плотностях больше 2 амага не изменяет инкремент усиления в режиме нестационарного ВКР, но приводит к уменьшению влияния нестационарности. В реальных ВКР экспериментах эффективность преобразования из накачки в Стокс может достигать 50% и более и необходимо проведение дополнительных численных расчетов.

При давлении водорода 30 амага $T_2 \approx 200 \text{ пс}$ и режим ВКР становится существенно нестационарным уже при длительности импульсов накачки меньше 2 нс [1]. Таким образом, добавление буферного газа позволит частично ослабить влияние нестационарности и это обстоятельство можно использовать при создании ВКР генераторов импульсов излучения длительностью $\sim 100 \text{ пс}$ и меньше.

Список литературы

1. Krylov V., Ollikainen O., Wild U., Rebane A., Bepalov V.G., Staselko D.I. Femtosecond stimulated Raman scattering in pressurized gases in the ultraviolet and visible spectral ranges. // JOSA B.- 1998.- V.15.- No.12.- P. 2910-2916.
2. Farrow R.L., Rahn L.A., Sitz G.O. Observation of a speed-dependent collisional inhomogeneity in H_2 vibrational line profiles // Phys.Rev.Lett. 1989. V.63. P.746-749.
3. Berger J.Ph., Saint-Loup R., Berger H. Measurement of vibrational line profiles in H_2 – rare-gas mixtures: Determination of the speed dependence of the line shift // Phys. Rev. A 1993. V.49. P. 3396-3406.

Д.А. ГАВРИЛОВ, Т.С. ГАВРИЛОВА, Н.Б. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ¹

Национальный исследовательский университет «МФТИ»

¹Институт точной механики и вычислительной техники

им. С.А. Лебедева РАН, Москва

ПОРТАТИВНЫЙ ПРИБОР ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВ

Создан прибор, обладающий чрезвычайно высокой чувствительностью, которая позволяет детектировать рекордно низкие концентрации, порядка нескольких нано моль. Это позволяет использовать его для идентификации различных веществ. В рамках реализации прибора так же разработано программное обеспечение с оригинальным алгоритмом распознавания спектров, преимущественно использующим вейвлет-анализ. В дополнение к невысокой стоимости это открывает перспективы внедрения данного аппарата во многие сферы деятельности человека. Основными преимуществами являются: портативность, высокая скорость работы (от 10 мс), умеренная цена по сравнению с лабораторными аналогами, высокая чувствительность к малым концентрациям, определяющая безошибочность распознавания веществ.

В современном мире стремительно растет количество контрафактных товаров и изделий низкого качества, начиная от подделки музейных экспонатов и заканчивая просто некачественным бензином. Большинство существующих методов анализа состава веществ требуют предварительной обработки тестируемых образцов, что приводит к резкому увеличению затрат труда и времени, а также часто необратимо разрушает продукт.

Применительно к анализу веществ, весьма перспективными являются оптические методы, основанные на эффекте рамановского рассеяния, поскольку получаемый в результате спектр, определяется вибрационными степенями свободы молекулы, формируя, таким образом, своеобразный «отпечаток пальцев» каждого конкретного вещества.

В работе рассматривается создание портативного устройства (портативного Рамановского спектрометра) с чрезвычайно высокой чувствительностью к малым концентрациям, способное бесконтактно идентифицировать то или иное вещество. В основе лежит метод комбинационного и гигантского комбинационных рассеяний (SERS). [1]

У бесконтактного метода имеется целый ряд преимуществ. Прежде всего, это получение результата в реальном времени: в целом ряде случаев скорость выполнения процедуры анализа является особо актуальной. Во-вторых, возможность проводить анализ веществ

находящихся в прозрачной упаковке, не вскрывая эту упаковку (например, анализ лекарственных препаратов).

Разработанный продукт включает в себя портативный рамановский микроскоп, подложки со специально созданным нанорельефом и металлические наноструктуры для использования эффекта гигантского комбинационного рассеяния.

Основными областями применения устройства являются: системы безопасности (обнаружение взрывчатых и наркотических веществ), криминалистика, медицина (анализ крови в реальном времени, обнаружение раковой ткани на начальной стадии), контроль качества на производстве, мониторинг химических реакций, геология и археология и т.п. Так как прибор обнаруживает малые концентрации веществ, возможно применения при таможенном контроле для обнаружения наркотических веществ.

Разработанный прибор состоит из следующих узлов (рис. 1).

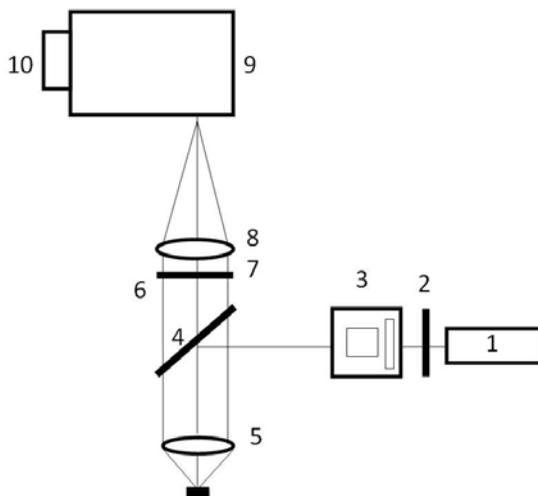


Рис. 1. Схема прибора: 1 - полупроводниковый лазер, 2 - интерференционный узкополосный фильтр, 3 - вращатель поляризации, 4 - дихроичное зеркало, 5 - высокоапертурный объектив, 6 - интерференционный фильтр, 7 – поляризатор, 8 - система линз, 9 - одинарный монохроматор, 10 - ПЗС

Список литературы

1. Гигантское комбинационное рассеяние / Под ред. Р. Ченга, Т. Фуртака. М.: Мир, 1984.

А.Н. МАЛОВ, А.В. НЕУПОКОЕВА¹*Иркутский государственный университет**¹Иркутский государственный медицинский университет*

ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОЙ ЛИНЗЫ В ДИХРОМИРОВАННОМ ЖЕЛАТИНЕ

Экспериментально исследована кинетика формирования фазовой линзы в слоях дихромированного желатина (ДЖ) толщиной 4-5 мм. Показано, что при формировании фазовой линзы в слоях ДЖ величины модуляции фазы превышает значение 2π , что приводит к тому, что рост угла рассеяния при плотностях энергии около 80 Дж/см^2 сменяется уменьшением.

Для записи объемных голограмм можно применять самопроявляющиеся (СП) слои дихромированного желатина (ДЖ) [1] толщиной в несколько миллиметров. При экспозиции в слое происходит изменение зарядового состояния иона хрома с Cr^{6+} до Cr^{3+} , что инициирует переход «спираль-клубок» на уровне вторичной структуры молекулы желатина.

Экспериментально измерялось пропускание в коллимированной компоненте. Для этого фотоприемник располагался на расстоянии около 500 мм от образца. Непосредственно перед фотоприемником стояла диафрагма диаметром 1 мм, т.е. равная диаметру исходного лазерного луча. Для определения того, какая часть прошедшего через образец излучения рассеивается и на какой угол, использовался набор диафрагм различного диаметра. Сравнение коэффициента пропускания с диафрагмами и без них позволило определить изменение угла рассеяния.

В качестве эталонного графика бралась зависимость коэффициента пропускания без диафрагм $T_0(t)$, когда все прошедшее через образец излучение (включая рассеянное) попадало на фотодиод. Далее, проводились измерения коэффициента пропускания с диафрагмой диаметром 8 мм. Строился соответствующий график $T_1(t)$. Разность между эталонными значениями коэффициента пропускания $T_0(t)$ и полученными в данном измерении значениями $T_1(t)$ определяет, какая часть излучения прошедшего через образец рассеялась в кольцо, закрытое диафрагмой. Затем ставилась диафрагма диаметром 6 мм, проводились измерения коэффициента пропускания, и строился соответствующий график. Разность $T_1(t)-T_2(t)$ определяет, какая часть излучения прошедшего через образец рассеялась в кольцо с внутренним диаметром 6 мм и внешним диаметром 8 мм (рис. 1 а). Аналогичным образом

проводились измерения с диафрагмой диаметром 4 мм. В кольцо с внутренним диаметром 4 мм и внешним диаметром 6 мм рассеялось излучение (рис. 1 б) определяемое соотношением $T_2(t)-T_3(t)$.

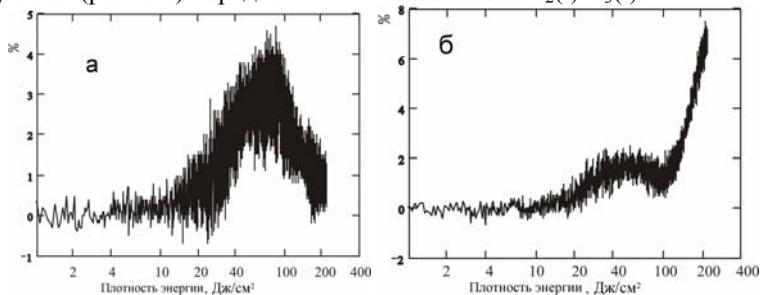


Рис. 1. Временные зависимости величины рассеяния в кольцо с внешним диаметром 10мм и внутренним 8 мм (а), и в кольцо с внешним диаметром 6 мм и внутренним 4 мм (б)

Из рис. 1 видно, что в промежутке экспозиций от 20 до 100 Дж/см² максимум рассеяния приходится на самое внешнее кольцо, а рассеяние в ближайшее к лучу кольцо остается постоянным. При экспозиции свыше 100 Дж/см² ситуация меняется: рассеяние в кольцо самого малого диаметра начинает расти, за счет уменьшения рассеяния в другие кольца.

Изменение угла рассеяния с ростом экспозиции объясняется тем, в слоях СПДЖ при облучении образуются продукты фотохимической реакции, которые являются оптически менее плотным по сравнению с исходным веществом. Соответственно, лучи начинают отклоняться в область с большим показателем преломления, и светочувствительная среда выполняет роль рассеивающей линзы. Однако свойства линзы зависят от величины изменения показателя преломления. Как известно, набег фазы $\varphi \sim l \cdot n$, где l – геометрическая длина пути, n – показатель преломления. В начале экспозиции, когда изменения n таковы, что $0 < \varphi < 2\pi$, угол рассеяния увеличивается до максимального значения. Далее, когда n изменился настолько, что фаза стала больше 2π , но еще меньше 4π , линза с точки зрения фазы образуется снова. Т.о., величины модуляции фазы в слоях ДЖ толщиной 4-5 мм превышает значение 2π , что приводит к тому, что рост угла рассеяния при плотностях энергии около 80 Дж/см² сменяется уменьшением.

Список литературы

1. Vigovsky Yu.N., Malov A.N. et al. Photoinduced Phase Transitions in Hologram Recording in Layers of Dichromated Gelatin// Laser Physics, 1998, V.8, No.4, pp. 901.

Е.Ф. ПЕН, И.Г. ШАТАЛОВ, В.В. ШЕЛКОВНИКОВ¹
Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск
¹*Новосибирский институт органической химии СО РАН*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ДЕФЕКТАМИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ

Представлены результаты экспериментальных исследований и моделирования голографических фотонных кристаллов с различными типами дефектов пространственной и зонной структуры.

Среди известных технологий получения фотонных кристаллов (ФК) в последнее время активно развивается многопучковая голографическая литография, позволяющая сравнительно легко изготавливать бездефектные шаблоны фотонных кристаллов больших размеров [1]. Вместе с тем, для различных практических применений необходимы ФК с определенными дефектами пространственной и зонной структуры. В связи с этим актуальны исследования методов формирования таких дефектов как путем прямого лазерного «повреждения» фотонных кристаллов, так и делокализованным способом. При отработке исследуемых методов значительную помощь оказывает компьютерное моделирование.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и моделирования 1D – 3D голографических фотонных кристаллов с различными типами дефектов пространственной и зонной структуры. На рис. 1а – 1б изображены модели голографических фотонных кристаллов с «линейным» дефектом, на рис. 2а – 2б экспериментальные характеристики спектрального отклика 1D кристалла с однородной и «расщепленной» стоп-зонами, полученными путем записи объемных наложенных отражательных голографических решеток в толстослойном фотополимерном материале, а на рис. 3а – 3б модель пространственной структуры фотонного квазикристалла и картина дифракции пучка белого света на экспериментальном образце такого кристалла.

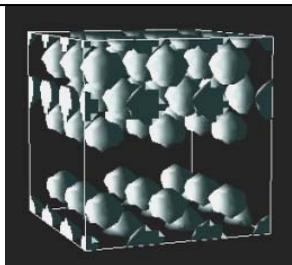


Рис. 1а

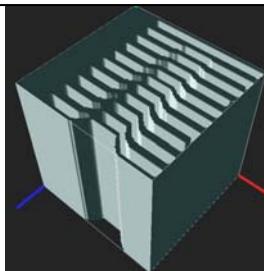


Рис. 1б

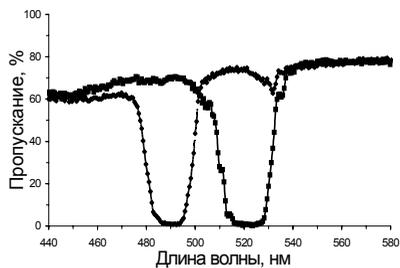


Рис. 2а

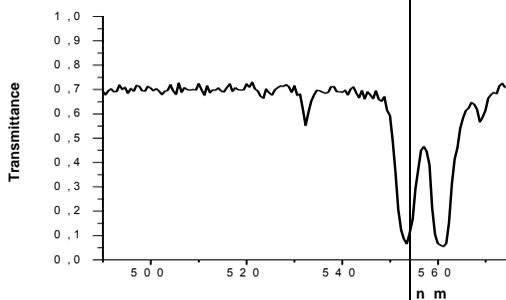


Рис. 2б

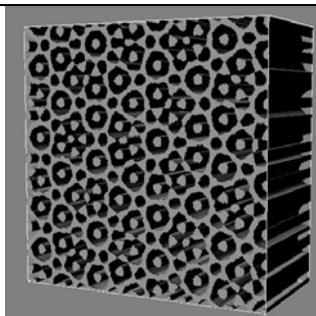


Рис. 3а



Рис.3б

Список литературы

1. M. Campbell, D.N. Sharp, M.T. Harrison, R.G. Denning, A.J. Turberfield, Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography, Nature, 404, 2000, p.53-56.

И.В. БРАГАР, В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ,
Г.И. ДОВБЕШКО¹, В.Г. ШВАЧИЧ

*Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара
¹Институт физики НАН Украины, Киев*

СПЕКТРЫ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ 2,5–БИС(2–БЕНЗОКСАЗОЛИЛ)ГИДРОХИНОНА В ОБЪЕМЕ ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Установлены закономерности в спектрах флюоресценции 2,5–бис(2 бензоксазолил)гидрохинона в состоянии с переносом протона при лазерном ($\lambda = 337.1$ нм) возбуждении. Получен различный характер распределения спектральной интенсивности флюоресценции в растворе, в аморфном и поликристаллическом состоянии, а также в объеме фотонного кристалла на основе синтетического опала. В последнем случае наблюдалось подавление спонтанного излучения в области фотонной стоп-зоны и значительный сдвиг спектра в коротковолновую область. В спектральной области 480–550 нм во всех случаях обнаружено проявление примесной флюоресценции.

Интерес к исследованию закономерностей спонтанного излучения молекул в объеме фотонных кристаллов связан с широкими возможностями управления характеристиками излучения за счет изменения их структурных и диэлектрических параметров. Особый интерес при этом представляет свечение веществ, перспективных для создания лазеров. 2,5–бис(2–бензоксазолил)гидрохинон (ВВНҚ) принадлежит к классу фотореактивных веществ, которые демонстрируют реакцию внутримолекулярного переноса протона в возбужденном состоянии и являются перспективными материалами для получения вынужденного излучения.

Целью настоящей работы было изучение спектров флюоресценции ВВНҚ в различных состояниях, а также в объеме глобулярных фотонных кристаллов на основе синтетических опалов.

Были изучены спектры флюоресценции ВВНҚ в растворах (гексан, гептан, циклогексанол) с концентрацией 10^{-4} моль/л, в аморфном и поликристаллическом состоянии в оптической кювете, а также в объеме фотонного кристалла при возбуждении излучением азотного лазера ($\lambda = 337.1$ нм).

На рис. 1 представлены измеренные спектры флюоресценции ВВНҚ в твердом фазовом состоянии в оптической кювете и в объеме фотонного кристалла.

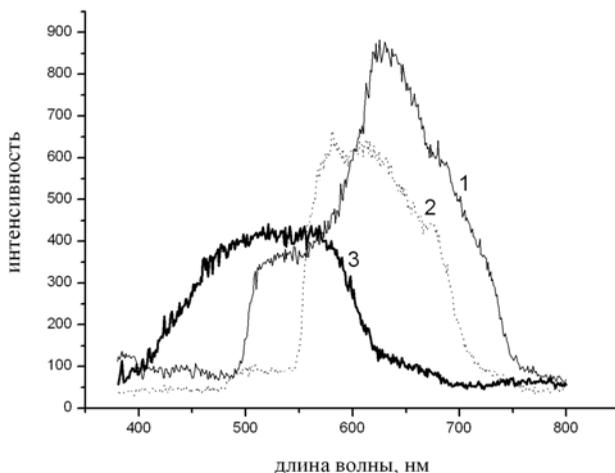


Рис. 1. Спектры флюоресценции ВВНҚ в полукристаллическом (1), аморфном (2) состоянии, измеренные в оптической кювете, и в объеме фотонного кристалла (3)

В результате проведенного исследования установлены следующие основные закономерности спектров флюоресценции ВВНҚ при лазерном возбуждении.

1. Вид спектра в твердом состоянии различен для широкополосного и лазерного возбуждения, а также для аморфного и полукристаллического состояния и существенно отличается от спектров в растворах.

2. В спектре флюоресценции в объеме фотонного кристалла проявляются эффект подавления спонтанного излучения в области фотонной стоп-зоны и значительный «голубой» сдвиг.

3. Выявлена примесная флюоресценция в области 480–550 нм, которая проявляется как в растворах, так и в твердом фазовом состоянии.

Полученные результаты свидетельствуют о широких возможностях преобразования спектра свечения молекул в объеме фотонного кристалла за счет изменения его структурных и диэлектрических параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Украинско–Российского проекта №71-02-10 (договор №4-10-24) “Свечение трехмерных фотонных кристаллов при оптическом и электрическом возбуждении”.

В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, Т.В. ШВЕЦ,
Г.И. ДОВБЕШКО¹, В.Г. ШВАЧИЧ
Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара
¹Институт физики НАН Украины, Киев

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ СТЕКОЛ И КРИСТАЛЛОВ, ИНФИЛЬТРОВАННЫХ АКТИВНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ И БИОЛОГИЧЕСКИ-АКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ

Установлены закономерности в спектрах пропускания глобулярных фотонных кристаллов, инфильтрованных активными диэлектриками и биологически-активными веществами и дана их интерпретация в терминах перестройки фотонной зонной структуры в зависимости от типа вещества и характера заполнения пор.

Наличие фотонной зонной структуры в 3D-фотонных кристаллах приводит к серии новых оптических явлений интересных как с научной, так и с прикладной точки зрения. Перспективными материалами для их изготовления являются синтетические опалы.

Целью настоящей работы было создание и изучение оптических свойств новых нанокompозитных материалов на основе глобулярных фотонных стекол и кристаллов на основе синтетических опалов путем их инфильтрации активными диэлектриками и биологически-активными веществами.

Нанодисперсные глобулы диоксида кремния были получены модифицированным методом Штебера. Синтетические опалы были получены методом естественной седиментации, фотонные стекла – в режиме быстрого испарения. Для инфильтрации фотонных кристаллов использовались акустооптический материал – парателлури́т (ПТ), сегнетоэлектрики: триглицинсульфат (ТГС) и германат свинца (ГС); аминокислоты: лизин, триптофан, изолейцин, аспаргиновая кислота.

Измеренные спектры пропускания $T(\lambda)$ характеризовались асимметричными полосами с параметрами, зависящими от типа вещества в порах (рис. 1, 2). Спектр пропускания фотонного стекла представлял собой широкий асимметричный минимум в области 400 – 595 нм, обусловленный эффектом Тиндаля.

Наблюдаемые длинноволновые сдвиги минимумов (200) и (111) и их спектральное уширение после инфильтрации исходных образцов объясняются изменением и пространственно-неоднородным

распределением эффективного показателя преломления нанокompозита, приводящим к перестройке фотонной зонной структуры.

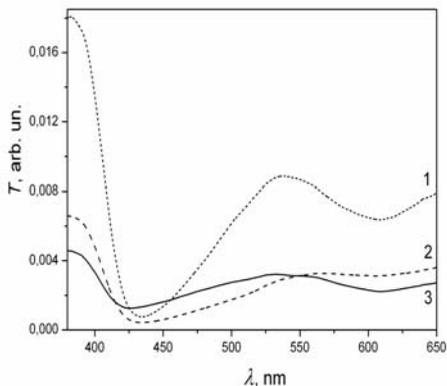


Рис. 1. Спектры пропускания фотонных кристаллов, инфильтрованных ПТ (1), ТГС (2), ГС (3)

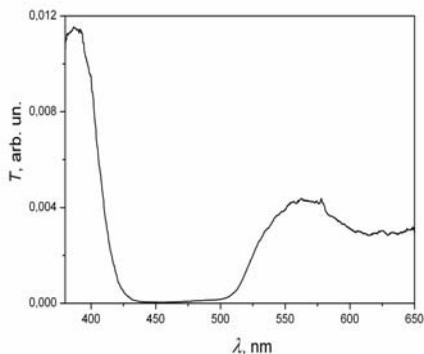


Рис. 2. Спектр пропускания фотонного кристалла, инфильтрованного изолейцином

Полученные результаты свидетельствуют о широких возможностях управления оптическими свойствами глобулярных фотонных стекол и кристаллов на основе синтетических опалов путем их инфильтрации различными веществами и создания на их основе новых нанокompозитных материалов.

В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, Т.В. ШВЕЦ, С.А. ГОРБАНЬ
Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛОВ, ИНФИЛЬТРОВАННЫХ МЕДЬЮ

С использованием метода электрохимического осаждения получены фотонные кристаллы на основе синтетических опалов с порами, заполненными медью. Исследованы спектры отражения образцов с различным содержанием меди в диапазоне 380 – 650 нм для углов падения в интервале 17^0 – 60^0 . Установлено, что поведение максимума отражения удовлетворительно описывается в рамках брэгговской дифракции, а увеличение концентрации меди приводит к смещению полосы отражения в длинноволновую область.

Металлодиэлектрические фотонные кристаллы являются перспективными объектами при создании структур с отрицательным преломлением и реализации новых способов управления светом [1]. Особый интерес для практических задач наноплазмоники и сенсорики представляют фотонные кристаллы, содержащие металлы с частотами поверхностных плазмонов в видимой области (Ag, Au, Cu). Прогресс в этом направлении может быть достигнут при использовании в качестве исходных фотонно-кристаллических матриц синтетических опалов – трехмерных структур, составленных из глобул SiO_2 постоянного диаметра [2, 3]. Цель данной работы состояла в получении фотонных кристаллов на основе синтетических опалов с различным содержанием меди и исследовании их оптических свойств.

Объемные опалы были получены методом естественной седиментации глобул SiO_2 , синтезированных модифицированным методом Штёбера [4] при высоких концентрациях воды. Диаметр глобул в среднем составил 261 нм. Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной около 2 мм и площадью больших сторон около 1 см^2 . Плоскости $\{111\}$ ГЦК-решетки опалов были ориентированы параллельно этим сторонам. Контроль размеров глобул, а также определение центра λ_c и ширины $\Delta\lambda_g$ фотонной стоп-зоны в исходных опалах осуществлялись путем регистрации спектров пропускания ($\theta = 0^0$) и отражения ($\theta = 17^0$).

Медь в поры синтетических опалов вводилась методом электрохимического осаждения. Для повышения эффективности внедрения на одну из больших сторон образцов предварительно наносился тонкопленочный подслои меди методом термовакuumного

испарения. Варьированием параметров электрохимического осаждения были получены два набора образцов с разным содержанием меди в порах опалов. Максимальная степень заполнения медью составила около 3 % объема пор. Измерения спектров отражения от плоскостей {111} полученных образцов выполнялись в зеркальной геометрии для углов падения 17° , 30° , 45° и 60° . Освещение образцов производилось сколлимированным световым пучком диаметром менее 2 мм. Анализ спектрального состава отраженного излучения производился с использованием модернизированного спектрометра ДФС-12 в диапазоне 380 – 650 нм. Регистрация оптического сигнала осуществлялась охлаждаемым ФЭУ-79 в режиме счета фотонов.

Введение меди в поры опалов приводит к смещению полосы отражения, соответствующей фотонной стоп-зоне в направлении $\langle 111 \rangle$, в длинноволновую область спектра. С увеличением содержания меди величина сдвига увеличивается. Для полученных наборов образцов сдвиг составил 27 и 72 нм, соответственно. Также для образцов с большим содержанием меди зарегистрировано сужение полосы отражения на 35 % (11 нм) от ширины полосы отражения в спектре исходных опалов.

Наблюдаемые смещения полосы отражения, отслеживающие изменение положения фотонной стоп-зоны, и изменение ширины полосы отражения интерпретированы нами в рамках модификации эффективной диэлектрической проницаемости ε_{eff} образцов по мере заполнения пор.

Угловые зависимости максимума полосы отражения инфльтрованных опалов удовлетворительно описываются соотношением для брэгговской дифракции света в фотонных кристаллах $\lambda_m(\theta) = 2d\sqrt{\varepsilon_{eff} - \sin^2 \theta}$, где d – межплоскостное расстояние. Наилучшее согласие с экспериментальными результатами достигается при значениях $\varepsilon_{eff1} = 2.01 \pm 0.03$ для опалов с меньшим содержанием меди и $\varepsilon_{eff2} = 2.35 \pm 0.02$ для опалов с большим содержанием меди. В исходном опале – $\varepsilon_{eff} = 1.86$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Украинско-Российского проекта №71-02-10 “Свечение трехмерных фотонных кристаллов при оптическом и электрическом возбуждении” (договор № РФФД/4-10-24).

Список литературы

1. Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А., Успехи физических наук, 179, 2009, с.1003-1007.
2. Войнов Ю.П. и др., Неорганические материалы, 45, 2009, с.1211-1216.
3. Саласюк А.С. и др., Физика твердого тела, 52, 2010, с. 1098-1103.
4. Stöber W., Fink A., Bohn E., J. Colloid and Interface Sci., 26, 1968, p.62-69.

Е.В. СТРОГАНОВА, В.В. ГАЛУЦКИЙ, В.А. ЧЕРНЯВСКИЙ,
А.А. ЦЕМА, Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

ЛАЗЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ЗАДАНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ПРИМЕСИ

Объектом исследования являются градиентно-сенсibilизированные лазерные среды с одной или несколькими оптическими примесями. Получен расчетный макет идеализированных лазерных источников с различными концентрационными профилями лазерных ионов и выращены кристаллы с концентрационными профилями иттербия, магния, эрбия, а также иттербия и эрбия. Разработана физико-математическая модель для параметров переноса энергии электронного возбуждения с различными концентрационными профилями оптических примесей. Показана возможность применения профилей концентраций доноров и акцепторов вдоль лазерного стержня для нивелирования сублинейности к.п.д. лазера от интенсивности накачки.

В работе рассматривается новый подход, заключающийся в создании кристаллов с неоднородной концентрацией оптических центров по длине элемента. На рис. 1а представлены различные профили концентраций оптических центров в кристаллах, эффективность энергосъема кристалла за один проход интенсивности накачки (рис. 1б), моделирование которой проводилось в рамках уравнений (1-3) [1].

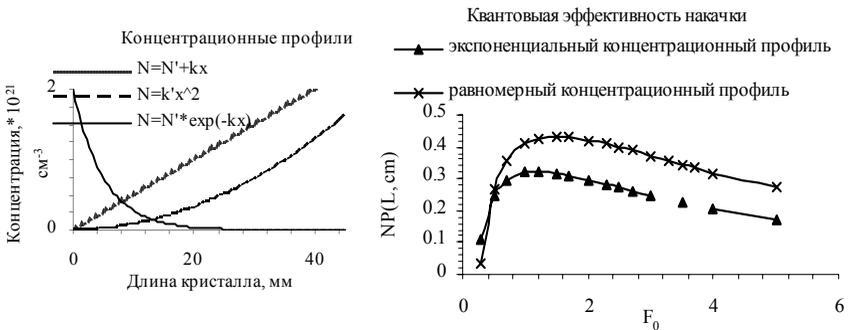


Рис. 1. Зависимость изменения концентрационных профилей оптической примеси вдоль кристалла (а); квантовая эффективность накачки излучения при постоянной концентрации примеси и меняющейся по экспоненциальному закону (б)

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} = \mp(f_a' N_0 - f_b' N_1) \sigma_a i(x,t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_1(x,t)}{\partial t} = \sigma_a (f_a' N_0 - f_b' N_1) \frac{i^+(x,t) + i^-(x,t)}{h\nu_p} - \frac{N_1(x,t)}{\tau_e} \quad (2)$$

$$N_t = N_0 + N_1 \quad (3)$$

N_t – полная концентрация оптических центров системы, зависящая от координаты кристалла, N_0 – центры в невозбужденном (основном) состоянии, N_1 – оптические центры в возбужденном (верхнем) состоянии.

Были получены кристаллы LiNbO_3 с концентрационными профилями Yb^{3+} , Er^{3+} , а также кристалл с концентрационными профилями и доноров (Yb^{3+}) и акцепторов (Er^{3+}) (рис. 2) [2]. В рамках теории Ферстера-Декстера проводилось исследование процесса переноса энергии электронного возбуждения в системе Yb-Er . В результате спектрально-кинетических были получены значения микропараметров C_{da} и C_{dd} , равные $5,04 \cdot 10^{-38} \text{ см}^6/\text{с}$ и $2,69 \cdot 10^{-40} \text{ см}^6/\text{с}$ соответственно при радиационном времени жизни Yb^{3+} – 629,3 мкс. Такое относительно низкое значение C_{da} по сравнению с C_{dd} объясняется уменьшением параметра прямого переноса энергии от донора к акцептору, за счет процессов обратного переноса энергии от акцептора к донору и других релаксационных каналов, которые в нашей модели не учитывались. На рис. 3 представлена зависимость квантовой эффективности переноса энергии электронного возбуждения от соотношения концентраций доноров к акцепторам.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» г.к. № П2519.

Список литературы

1. Fan T.Y. // IEEE J. Quantum Electron. 1992. v.28. №12. p.2692.
2. Galutskiy V.V., Vatlina M.I., Stroganova E.V. // J. Cryst.Growth. 2009. v.311. p.1190.

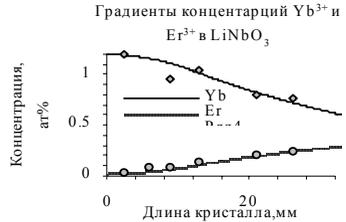


Рис. 2. Характерные профили концентраций итербия и эрбия в кристаллах ниобата лития (сплошные линии) и интегральные коэффициенты поглощения (маркеры)

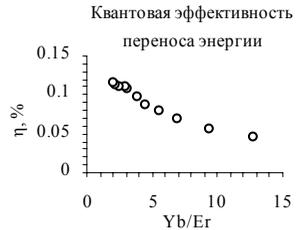


Рис.3. Зависимость эффективности переноса энергии электронного возбуждения от отношения концентрации доноров к акцепторам

И.Ю. КОНЮХОВ, В.Д. ПЕКЛЕНКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»***РАЗЛЕТ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Приведены результаты расчета рекомбинационных потерь при одномерном разлете лазерной плазмы, который может быть реализован в продольном магнитном поле.

Исследования в области взаимодействия лазерной плазмы с магнитными полями имеют не только фундаментальный интерес, но и имеют важный практический аспект, связанный с возможностью создания высокоэффективного лазерного источника многозарядных ионов. С этой точки зрения особенно интересен случай, так называемого продольного магнитного поля – нормаль к поверхности мишени в точке фокусировки лазерного излучения параллельна магнитному полю. В силу аксиальной симметрии разлета лазерной плазмы в этом случае удастся ограничить радиальное расширение плазмы и осуществить эффективную транспортировку плазмы до эмиссионной щели источника. В принципе в этой конфигурации, если величина магнитного поля достаточна, то возможно осуществить одномерный разлет плазмы. Это позволяет без потерь осуществить транспортировку ионов от области их образования (зона плотного горячего ядра факела лазерной плазмы) до области их экстракции. Однако в этом случае необходимо учитывать рекомбинационные потери ионов.

Для оценки рекомбинационных потерь ионов при одномерном разлете можно использовать модель, предложенную в работе [1]. В предположении адиабатичности разлета плотного горячего ядра лазерной плазмы (данное условие обычно хорошо выполняется, поскольку длительность лазерного импульса существенно меньше характерных времен разлета плазмы): $P \cdot V^\gamma = \text{const}$, где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты для одноатомного газа. Тогда, для одномерного разлета лазерной плазмы (для упрощения расчетов принято, что зона плотного горячего ядра факела лазерной плазма имеет форму цилиндра с радиусом при основании и высотой, равной радиусу пятна фокусировки лазерного излучения на поверхности мишени r_0) имеем: $n_i = n_{i0} \cdot (r_0/r)$ и $T = T_0 \cdot (r_0/r)^{\gamma-1} = T_0 \cdot (r_0/r)^{2/3}$, где n_{i0} и T_0 – плотность ионов и температура плазмы в зоне плотного горячего ядра, соответственно; а n_i и T – плотность ионов и температура плазмы после одномерного расширения плазмы, при котором радиус основания остается неизменным равным r_0 , а высота увеличивается до h .

В предположении, что основным каналом уменьшения ионного заряда в плазме является излучательная рекомбинация, в соответствии с [1], изменение среднего ионного заряда Z ($n_e = Z \cdot n_i$) при расширении плазмы дается следующим выражением:

$$(dn_e/dt)_{\text{рекомб}} = -\alpha \cdot n_e \cdot n_i \quad (1),$$

где $\alpha = 2,7 \cdot 10^{-13} \cdot Z^2 \cdot T_e$ - коэффициент излучательной рекомбинации дается в единицах $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, а T_e - температура электронов в эВ. В приближении, что $r = r_0 + V_i \cdot t$, где V_i - скорость разлета ионов, совпадающая со скоростью расширения плазмы вдоль магнитного поля уравнение (1) очевидными заменами может быть сведено к уравнению:

$$\int_{Z_0}^Z \frac{dZ}{Z^2} = \int_{r_0}^r (-2,7 \cdot 10^{-13}) \cdot T_{e0}^{-3/4} \cdot n_{i0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1/2} \cdot dr \quad (2),$$

где Z_0 и T_{e0} - средний заряд ионов и электронная температура (в эВ) в зоне плотного горячего ядра факела лазерной плазмы.

Проведя интегрирование и сделав замену $n_{i0} = (n_{e0}/Z_0)$, где $n_{e0} \approx (10^{21}/\lambda^2)$ - критическая плотность плазмы в см^{-3} ; λ - длина волны лазерного излучения в мкм, окончательно получаем:

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{1 + Z_0 \cdot 1,08 \cdot 10^{-12} \cdot T_{e0}^{-3/4} \cdot n_{e0} \cdot (r_0/V_i) \cdot (\sqrt{r/r_0} - 1)}} \quad (3),$$

где r и r_0 в см, а V_i в см/с. Полученный результат существенно отличается от трехмерного разлета плазмы в отсутствие поля: на асимптотике при $r \rightarrow \infty$, $Z \rightarrow 0$. В отличие от трехмерного разлета плазмы, где процессы рекомбинации эффективно протекают лишь на расстояниях $\sim 10g_0$ и наблюдается так называемый эффект «закалки» ионизационных состояний, при одномерной геометрии разлета средний ионный заряд монотонно уменьшается с увеличением r .

Вместе с тем необходимо отметить, что при испытаниях лазерного источника многозарядных ионов на циклотроне У-200 с инжекцией плазмы вдоль магнитного поля циклотрона ~ 1 Тл были получены ускоренные ионные пучки Mg^{6+} , Si^{7+} , Ca^{10+} , Ti^{12+} , Cr^{13+} при достаточно скромных параметрах лазерной установки на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм): энергии лазерного импульса ~ 1 Дж, длительности ~ 100 нс, плотности потока на поверхности мишени $\sim 10^9$ Вт/см². При разлете лазерной плазмы в отсутствие поля, при данных параметрах лазерного излучения столь высокие заряды ионов не регистрируются.

Список литературы

1. Peacock N.J., Pease R.S. Brit.J.Appl.Phys., 1969, v.2, p.1705-1716.

Т.Д. ДУДКИНА, А.В. ЕГОРЫШЕВА¹,
В.Д. ВОЛОДИН¹, В.С. ЛОБАЗНИКОВА²

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва
²Средняя школа № 978, Москва*

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТЕКОЛ НА ОСНОВЕ СаО-Ві₂О₃-В₂О₃ СИСТЕМЫ

Представлены результаты исследования оптических свойств стекол СаО-Ві₂О₃-В₂О₃ разного состава. Показана перспективность их использования в оптических системах.

Стекла на основе полуторного оксида висмута обладают высокими значениями показателя преломления, коэффициента оптической нелинейности $\chi^{(3)}$, широкой областью прозрачности в видимом и ИК-диапазонах, что перспективно с точки зрения разработки новых материалов для различных приложений нелинейной оптики. Висмутовые стекла уже нашли применение в виде стеклокерамики или пленок для оптических и электронных приборов, в качестве температурных и механических сенсоров, а также отражающих окон. Кроме того, висмутовые стекла могут стать удачной заменой свинцовым стеклам благодаря более высокому показателю преломления, отсутствию токсичности, широкой области пропускания, низкой температуре плавления и т.д.

В настоящей работе изучены оптические свойства СаО-Ві₂О₃-В₂О₃ стекол. Установлены корреляционные зависимости, связывающие их оптические свойства с составом. Показано, что концентрация висмута оказывает наибольшее влияние на характеристики стекол. С увеличением содержания висмута возрастает плотность образцов ($d = 3,1-7,0 \text{ г/см}^3$) (табл. 1), снижаются температуры стеклования и кристаллизации стекол. Исследования показали, что в зависимости от состава стекол показатель преломления изменяется в диапазоне 1.90–2.14 (табл. 2). Благодаря высокой поляризуемости висмута концентрация Ві₂О₃ оказывает наибольшее влияние на величину показателя преломления. Наибольшей дисперсией обладают стекла с большими значениями показателей преломления. Богатые висмутом стекла могут найти применение в оптике видимого и ближнего ИК диапазона (0.5–3.8 мкм) как замена оптических керамик на основе ZnS (Иртран-2 и др.), позволяя, в отличие от последних, в широких пределах изменять показатель преломления.

Весьма высокий показатель преломления таких стекол позволяет упростить оптические системы и снизить аберрации.

Таблица 1. Плотность CaO–Bi₂O₃–B₂O₃ стекол разного состава

Состав стекла, моль.%			Плотность, г/см ³
Bi ₂ O ₃	B ₂ O ₃	CaO	
5	70	25	3,104
10	60	30	3,864
10	70	20	3,622
20	60	20	4,818
20	70	10	4,967
22,5	50	27,5	5,249
25	50	25	5,354
30	45	25	5,578
30	60	10	5,624
35	50	15	6,054
40	40	20	6,504
40	50	10	6,390
50	40	10	6,993

Таблица 2. Показатель преломления CaO–Bi₂O₃–B₂O₃ стекол

Состав стекла, моль.%			Показатель преломления при λ	
Bi ₂ O ₃	B ₂ O ₃	CaO	616 нм	546 нм
30	60	10	1,903	1,915
31,1	48,6	20,3	1,927	1,942
35	50	15	1,982	2,004
40	40	20	2,044	2,082
40	50	10	2,010	2,033
50	40	10	2,112	2,139

Необходимо добавить, что изученные стекла устойчивы к действию влажной атмосферы и могут быть использованы без защиты поверхности. Следует отметить, что легирование рассмотренных в работе стекол оксидами РЗЭ позволит существенно расширить диапазон их применения, в том числе в качестве эффективных люминофоров и лазерных сред.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Т. КАМЕНЕВ, В.А. КОЛЧИНСКИЙ
Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ И ОБРАЗЦОВ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДИФТОРИДОМ БОРА РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Данная работа посвящена теоретическому анализу решения обратной задачи эллипсометрии. Экспериментально исследованы различные образцы тонких пленок на кремниевой подложке и образцов модифицированного бором полиметилметакрилата с использованием разработанных математических моделей.

Эллипсометрия является поляризационно-оптическим методом исследования поверхностей и границ раздела различных сред, основанный на изучении изменения состояния поляризации света после взаимодействия его с поверхностью границ раздела этих сред [1].

В настоящей работе для исследования оптических свойств образцов применялся спектральный эллипсометр «Эллипс 1891-САГ», в комплекте к которому прилагалось программное обеспечение (ПО) «Spectr». Для более глубокого изучения принципа эллипсометрии и для проверки результатов расчета оптических параметров исследуемых образцов, полученных с помощью прилагаемого в комплекте к эллипсометру программного обеспечения Spectr, разработана оптическая модель в математической среде Maple от Waterloo Maple Inc., позволяющая с помощью созданного алгоритма решения обратной задачи эллипсометрии определить все интересующие оптические параметры пленок.

Исследованы различные образцы тонкопленочных пленок: подложка из монокристаллического чистого кремния со сформированным на ней тонким слоем оксида кремния ($d=4,11$ нм, $d=128$ нм); подложка из монокристаллического чистого кремния со сформированным на ней субстрата золота с хитозаном ($d=71$ нм, $d=455$ нм) [2].

Кроме того, исследовались образцы полиметилакрилата, модифицированного бором с концентрацией по массе в 0,01, 0,02 и 0,035 г. Как было обнаружено, после облучения этих образцов синим лазером (405,7 нм) наблюдался скачок показателя преломления, что делает данный материал перспективным для создания в будущем на его основе новых планарных оптических волноводов.

По данным измерений эллипсометрических углов, взятых из массива данных измерительной части ПО Spectr, решалась обратная задача эллипсометрии с использованием разработанных математических моделей однослойной и полубесконечной среды отражающей системы. Определены основные свойства и параметры исследуемых образцов, такие как: показатель преломления, коэффициент поглощения, толщина.

По результатам вычислений решения обратной задачи построены графики зависимости показателя преломления и поглощения от длины волны, сравнение которых с данными эксперимента говорит о правильности построения математических моделей полубесконечной среды, однослойной и многослойной отражательных систем.

На рис. 1 представлены результаты сравнения графиков зависимости показателя преломления от длины волны, полученных до облучения синим лазером и после облучения.

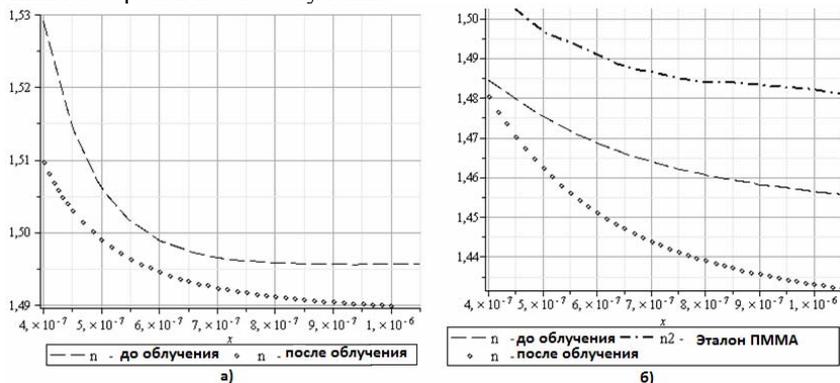


Рис. 1. Зависимости показателей преломления: полиметилметакрилата, модифицированного бором с концентрацией 0,001 г (а); полиметилметакрилата, модифицированного бором с концентрацией 0,0035 г (б)

Полученные результаты могут быть полезны в дальнейшем поиске и создании новых материалов, методов и решений задач интегральной оптики и ее приложений в смежных областях науки.

Список литературы

1. Fujiwara H. Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications, 2007, 388 p.
2. Kolchinskiy V.A. Solving the inverse problem of ellipsometry for investigation optical properties of thin films, Proceedings for Tenth International Young Scholars' Forum of the Asia-Pacific Region Countries, 2010, 50-54 p.

В.Г. ВОЛОСТНИКОВ, Е.Н. ВОРОНЦОВ,
С.П. КОТОВА, Д.П. НУЙКИН

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МЕТОДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Рассмотрены два типа дифракционных оптических элементов, которые могут быть использованы в интерференционных схемах формирования полей с неоднородной поляризацией. Проанализированы состояния поляризации поля, формируемого при интерференционном сложении пучков с топологическими зарядами $|m|=2$. Предложен способ определения структуры поляризации такого поля с помощью поляризатора.

В параксиальном приближении поля с неоднородным распределением поляризации можно получить на основе суперпозиции сингулярных пучков с противоположными топологическими зарядами m , комплексная амплитуда которых в полярных координатах r , θ описывается следующим выражением [1]:

$$E(r, \theta) = E_0(r) \exp(im\theta + i\varphi(r, \theta)), \quad (1)$$

где $\varphi(r, \theta)$ – некоторая фаза. Исходная поляризация пучков при этом однородная, причем у одного из пучков - левая, а другого - правая круговая. В данной работе для получения полей вида (1) при $|m|=2$ использовались вихревые аксиконы [2]. Предложен способ определения структуры поляризации такого поля с помощью поляризатора. Проведено сравнение пространственных характеристик распределения интенсивности при формировании поля вида (1) с помощью вихревого аксикона и обычной спиральной пластинки.

Поля, образующиеся при дифракции на фазовых элементах, не обладают структурной устойчивостью интенсивности и фазы при переходе из ближней в дальнюю зону дифракции [3]. Поэтому интерференционное поле имеет требуемое распределение поляризации только в определенной пространственной области. Пространственно инвариантное распределение поляризации можно получить, используя структурно устойчивые поля вида (1), которыми являются пучки Лагерра-Гаусса.

В данной работе для формирования двух комплексно сопряженных пучков Лагерра-Гаусса предлагается использовать специальный дифракционный оптический элемент. Этот элемент позволяет выполнить астигматическое преобразование пучка Эрмита-Гаусса в пару пучков Лагерра-Гаусса с противоположными топологическими зарядами [4, 5].

На основе предлагаемого дифракционного элемента разработана интерференционная схема формирования полей с неоднородной поляризацией, изображенная на рис. 1.

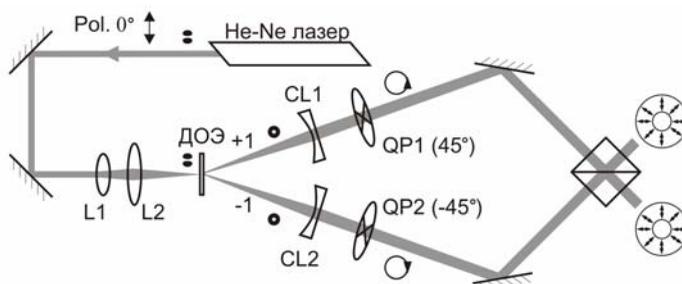


Рис. 1. Схема формирования неоднороднополяризованных пучков на основе дифракционного оптического элемента (ДОЭ)

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063) и УНК ФИАН им. П.Н. Лебедева.

Список литературы

1. Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D. Generating radially polarized beams interferometrically // *Appl. Opt.*, 1990, V. 29, N. 15, P. 2234-2239.
2. Волостников В.Г., Абрамочкин Е.Г., Лосевский Н.Н. Патент SU 1730606 А1. Устройство для фокусировки излучения в кольцо. // *Бюл. № 16 30.04.92.* – Государственный комитет по изобретениям и открытиям при ГКНТ СССР.
3. Garcia-Gracia H., Gutiérrez-Vega J.C. Diffraction of plane waves by finite-radius spiral phase plates of integer and fractional topological charge // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2009, No. 4, V. 26, P. 794-803.
4. Abramochkin E., Volostnikov V. Beam transformations and nontransformed beams // *Optics Communications*, 1991, V. 83, N. 1-2, P. 123-135.
5. Volostnikov V.G., Kotova S.P., Moiseev O.Yu., Volkov A.V., Vorontsov E.N., Yakunenkov D.M. Light fields of complex polarization structure // *Conference proceedings CAOL 2010*, 2010, P. 74-75.

П.А. ТРЕНИХИН, В.М. ШАНДАРОВ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

НЕЛИНЕЙНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ФОТОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Экспериментально продемонстрирован и численно промоделирован эффект нелинейного самовоздействия светового излучения в одномерной фотонной сверхрешетке, оптически индуцированной в фоторефрактивном образце ниобата лития.

В некоторых случаях распространение света в периодических структурах связанных нелинейных оптических волноводов может носить бездифракционный характер. Такое явление получило название дискретных пространственных солитонов [1]. Экспериментальное подтверждение этого эффекта [2] повлекло активные исследования явлений самовоздействия световых пучков в одномерных и двумерных системах связанных оптических волноводов, названных фотонными решетками (ФР) [3]. В связи с этим особый интерес представляет исследование подобных явлений в структурах с квазирегулярными параметрами – фотонных сверхрешетках (ФСР).

В наших экспериментах формирование ФСР проводилось путем многоступенчатого экспонирования. В качестве индуцирующего использовалось непрерывное излучение твердотельного YAG:Nd^{3+} лазера с удвоением частоты ($\lambda=532$ нм) мощностью 50 мВт с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне в кристалле. Образец находился непосредственно в контакте с амплитудным транспарантом, при использовании такой схемы топология создаваемой волноводной структуры полностью определяется топологией последнего. Считывание сформированных структур осуществлялось излучением He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм). Зондирующее световое излучение вводилось в один из элементов сформированных структур, при этом картина распределения светового поля на выходной грани кристалла исследовалась с помощью видеокамеры.

Рис. 1а иллюстрирует эффект нелинейного самовоздействия света в ФСР. Верхний ряд соответствует линейному режиму распространения света. Нижний ряд соответствует нелинейному режиму, при котором зондирующий световой пучок, вследствие фоторефрактивного эффекта, вносит изменение в параметры возбуждаемого им волноводного элемента.

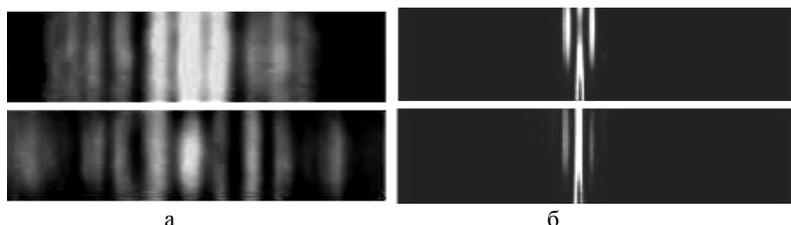


Рис. 1. Картины распределения светового поля на выходной плоскости ФСР в режиме нелинейного самовоздействия ($\Lambda=16$ мкм, $\Lambda_m=60$ мкм; в - $t=0$; г - $t=11$ мин)

На рис. 1а наблюдается лишь частичная локализация световой мощности в возбуждаемом волноводном элементе ФСР в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,05 вес.%). Это объясняется различием параметров соседних элементов с возбуждаемым и, как следствие, различием коэффициента связи для разных пар волноводных элементов. В результате световая мощность перераспределяется в соседние элементы неодинаково (рис. 1а).

Численное моделирование распространения света в ФСР проводилось с использованием специализированного программного обеспечения, разработанного для среды MatLab.

В качестве примера на рис. 1б представлена картина эволюции светового поля при его распространении в ФСР. Наблюдается частичная локализация света в возбуждаемом волноводном элементе. Параметры структуры идентичны параметрам структуры, полученной экспериментальным путем (рис. 1а).

Список литературы

1. D.N. Christodoulides, R.I. Joseph Discrete Self-Focusing in Nonlinear Arrays of Optical Waveguides, *Opt. Lett.* 13, 794 (1988).
2. H.S. Eisenberg, Y. Silberberg, Y. Morandotti, R. Boyd, J. S. Aitchison Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3383 (1998).
3. D.N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices, *Nature*, 424, 817 (2003).

Е.М. БУЯНОВСКАЯ, С.А. КОЗЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ И СМЕЩЕННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Теоретически изучены основные закономерности взаимодействия в нелинейных диэлектрических средах встречных оптических импульсов, содержащих лишь несколько колебаний светового поля. Показано, что в средах, размеры которых меньше области взаимодействия, возможна генерация волн на комбинационных и смещенных частотах. Эффективность такой генерации по отношению к фазовой взаимомодуляции возрастает с уменьшением числа колебаний в сталкивающихся импульсах.

В работе [1] нами было получено аналитическое решение уравнений динамики поля встречных плоских поперечно однородных световых волн из малого числа колебаний, взаимодействующих в диэлектрической среде с безынерционной кубичной по полю нелинейностью [2] методом последовательных приближений Пикара.

$$E_+^{(1)}(z', \tau) = - \left[\frac{\partial}{\partial \tau} (E_+^{(0)}(\tau))^3 \right] (z' - z'_0) - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(E_+^{(0)}(\tau))^2 \int_{z'_0}^{z'} E_-^{(0)}(\tau + 2z'') dz'' \right] - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(E_+^{(0)}(\tau)) \int_{z'_0}^{z'} (E_-^{(0)}(\tau + 2z''))^2 dz'' \right].$$

$E_+(z', \tau)$ - поле волны, распространяющейся в положительном направлении оси z' , $E_-(\tau + 2z'')$ - волны, распространяющейся ей навстречу; $\tau = t - z$ - время в сопровождающей импульс системе координат, c - скорость света в вакууме. Первое слагаемое в правой части соотношения характеризует самовоздействие светового импульса, распространяющегося от границы нелинейной среды z'_0 в положительном направлении оси z' , а второе и третье – взаимодействие встречных импульсов в нелинейной среде.

Полученное решение было проанализировано для импульсов с гауссовым распределением поля на входе в область взаимодействия.

Было показано, что в средах, размеры которых меньше области взаимодействия, возможна генерация волн на комбинационных и смещенных частотах. Эффективность такой генерации по отношению к фазовой взаимомодуляции возрастает с уменьшением числа колебаний в сталкивающихся импульсах.

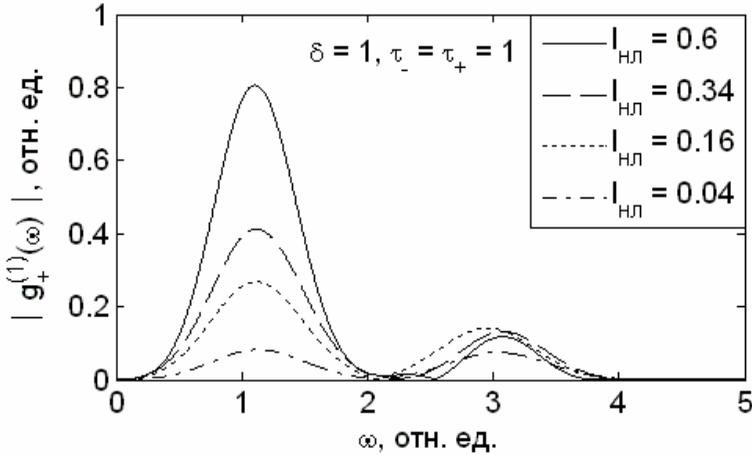


Рис. 1. Спектры итерационной добавки к полю импульса $E_+^{(1)}$, описывающей результат взаимодействия встречных волн, для ограниченных и различных длин нелинейной среды $l_{nl} = z' - z'_0$,

где $\delta = T_{+c}/T_{-c}$; T_{+c}, T_{-c} – их центральные периоды колебаний, $\tau_+ = \tau_{+0}/T_{+c}$, $\tau_- = \tau_{-0}/T_{+c}$; τ_{+0}, τ_{-0} – исходные длительности импульсов

Список литературы

1. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Закономерности взаимодействия встречных световых волн из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах, Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО, 2010, Т.66, №2, с.23-29.
2. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах, Письма в ЖЭТФ, 2007, Т.86, В.5-6, С.349-353.

Е.И. ОСТРОУХОВА, А.И. МАЙМИСТОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОБРАТНЫХ ВОЛН

Проведено теоретическое исследование генерации второй гармоники в нелинейной среде, являющейся отрицательно-преломляющей на частоте волны накачки и положительно-преломляющей на частоте гармоники. Аналитически получено точное решение уравнений, описывающих параметрическое взаимодействие непрерывных волн. Проанализировано поведение решения в зависимости от меры нарушения фазового синхронизма. Найдено его значение, при котором монотонное преобразование накачки в гармонику сменяется на периодическое.

В оптически нелинейных средах поляризация не является функцией, линейно зависящей от напряженностей полей, а определяется, в общем случае, более сложными выражениями [1]. Таким образом, когда в такой среде распространяется несколько гармонических или квазигармонических волн, в ней возникает поляризация, изменяющаяся на суммарных или разностных частотах. Эти процессы, называемые параметрическими, вновь привлекли внимание при изучении распространения волн в средах, обладающих отрицательным преломлением (ОП) [2-5]. Для этих сред характерно то, что направления фазовой и групповой скоростей квазигармонической волны противоположны. Такие волны называются обратными. Генерация второй гармоники является частным случаем параметрического взаимодействия трёх волн ($\omega_1 + \omega_1 = \omega_2$) в квадратично нелинейной среде. Предполагалось, что оптические линейные свойства среды описываются показателем преломления отрицательным на частоте волны накачки, ω_1 , и положительным на частоте гармоники, ω_2 . Система уравнений, описывающая параметрическое взаимодействие непрерывных волн, в вещественных переменных имеет вид:

$$\frac{\partial a}{\partial \zeta} = ab \sin \Phi, \quad \frac{\partial b}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} a^2 \sin \Phi, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = \left(\frac{a^2}{2b} + 2b \right) \cos \Phi + \Delta,$$

$$a(\zeta = 0) = a_0; \quad b(\zeta = l) = 0,$$

где a – амплитуда волны накачки, b – амплитуда гармоники, $\Phi = \varphi_2 - 2\varphi_1$ – разность фазы гармоники и удвоенной фазы накачки, Δ – мера фазового синхронизма. Решение уравнений для амплитуды гармоники имеет вид:

$$b(\zeta) = -(p + iq)\operatorname{sn}[(p - iq)(l - \zeta), m],$$

где $p = \Delta / 4$, $q = \sqrt{c_0^2 - (\Delta / 4)^2}$, $c_0 = \text{const}$, $m = (p + iq)(p - iq)^{-1}$. В случае точного синхронизма, когда $\Delta = 0$, амплитуды волн накачки и второй гармоники меняются в пространстве согласно формулам:

$$a(\zeta) = \sqrt{2}c_0 \sec[c_0(l - \zeta)], \quad b(\zeta) = c_0 \tan[c_0(l - \zeta)].$$

В случае $\Delta = \Delta_c = \pm 4c_0^2$:

$$a(\zeta) = \frac{\sqrt{2}p}{\cosh[p(l - \zeta)]}, \quad b(\zeta) = -p \tanh[p(l - \zeta)].$$

При больших значениях фазовой отстройки $\Delta > \Delta_c$:

$$b(\zeta) = -(p - q_1)\operatorname{sn}[(p + q_1)(l - \zeta), m_1],$$

где $q_1 = \sqrt{\Delta^2 / 16 - c_0^2}$, $m_1 = (p - q_1)(p + q_1)^{-1} < 1$. Таким образом, при переходе через критическое значение Δ_c , амплитуда гармоники начинает периодически меняться вдоль расстояния, пройденного волной накачки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00701-а) и Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 гг.

Список литературы

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
2. Shadrivov I.V., Zharov A.A., Kivshar Yu.S. Second-harmonic generation in nonlinear left-handed metamaterials // J.Opt.Soc.Amer. B. 2006. V.23. №3. P.529-534.
3. Popov A.K., Slabko V.V., Shalaev V.M. Second harmonic generation in left-handed metamaterials. // Laser Phys. Lett. 2006. V.3. No.6. P.293-297 (2006).
4. Maimistov A.I., Gabitov I.R. Nonlinear optical effects in artificial materials // Eur. Phys. J. Special Topics. 2007. V.147. №1. P.265-286.
5. Centeno E., Ciraci C. Theory of backward second-harmonic localization in nonlinear left-handed media. // Phys.Rev. B. 2008. V.78. P.235101.

А.А. ДРОЗДОВ, С.А. КОЗЛОВ, В.Н. ТРУХИН¹, А.Н. ЦЫПКИН
*Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий механики и оптики*

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА И УПРАВЛЕНИЕ ЕГО ПАРАМЕТРАМИ

Экспериментально получен спектральный суперконтинуум полушириной 100 нм в микроструктурированном волокне длиной 30 см, на входе в который вводился световой импульс длительностью 15 фс и мощностью излучения 600 мВт. Экспериментально продемонстрирована возможность управления параметрами квазидискретного спектрального суперконтинуума, возникающего при двухлучевой интерференции световых импульсов со сверхширокими спектрами. Показана возможность использования квазидискретного спектра в системах сверхбыстрой передачи данных.

В работе [1] было показано, что в результате интерференции фемтосекундных импульсов с линейной фазовой модуляцией может образовываться последовательность сверхкоротких импульсов с терагерцовой частотой повторения, которой соответствует квазидискретный спектральный суперконтинуум. Такие импульсы со сверхширокими спектрами могут служить перспективной основой для современных систем сверхбыстрой передачи информации. Экспериментальное получение квазидискретного спектрального суперконтинуума также показано в работе [2]. Однако в [2] не изучается соответствие спектральных и временных структур суперконтинуума, не рассматриваются возможные методы управления параметрами квазидискретного спектрального суперконтинуума. В настоящей работе предложены теоретические и экспериментально апробированные методы управления параметрами квазидискретного спектрального суперконтинуума.

В настоящей работе из 15 фс светового импульса Ti:S лазера в микроструктурированном волокне МС-38 длиной 30 см получен спектральный суперконтинуум шириной 90 нм. Средняя мощность излучения лазера с центральной длиной волны 800 нм составляла около 600 мВт. На рис. 1 представлен спектр такого излучения. Следует отметить, что полученный спектр имеет модулированную структуру из-за некогерентности лазерного излучения на выходе МС-волокна.

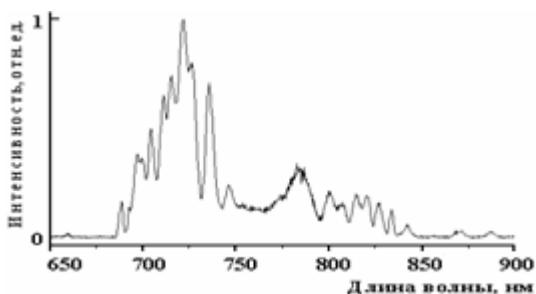


Рис. 1. Спектр излучения спектрального суперконтинуума

На рис. 2 показаны результаты интерференции двух спектральных суперконтинуумов, полученных в результате распространения фемтосекундного импульса в МС-волокне, для разных временных задержек.

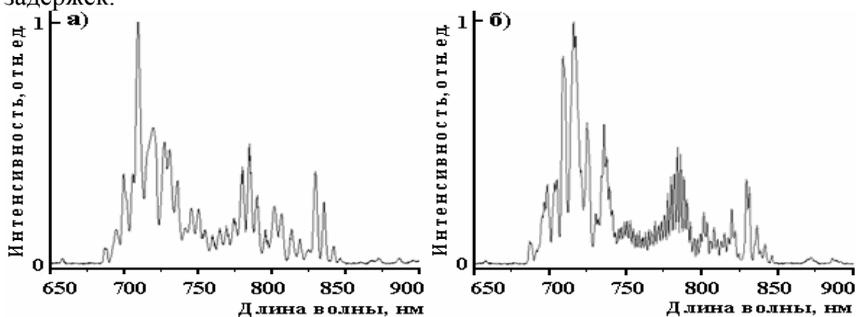


Рис. 2. Спектр двух интерферирующих фемтосекундных световых импульсов.
Временная задержка между импульсами составляет: 50 фс (а), 140 фс (б)

Из представленных результатов интерференции видно, что при увеличении временной задержки между интерферирующими фазовомодулированными импульсами наблюдается увеличение частоты повторения спектральных пиков. Также в работе показана возможность управления отдельными пиками квазидискретного спектра, удаление их и передача уже после удаления по оптическому волокну. Тем самым показана сверхбыстрая передача информации с использованием таких структур.

Список литературы

1. А.А. Дроздов, Н.Р. Белашенков, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский, А.Н. Цыпкин, Оптический журнал, 75, 3-8, (2008)
2. Corsi C., Tortora A., Bellini M // Appl. Phys. B., V.77, №2-3, P.285-290, 2003.

М.С. КУЛЯ, А.А. ГОРОДЕЦКИЙ, Я.В. ГРАЧЕВ, В.Г. БЕСПАЛОВ
 Санкт-Петербургский государственный университет информационных
 технологий, механики и оптики

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ПИКОСЕКУНДНОГО ОДНОПЕРИОДНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА НА ЩЕЛИ

Проведено экспериментальное исследование дифракции терагерцового однопериодного импульса на щели.

В данной работе было проведено экспериментальное исследование дифракции терагерцового однопериодного импульса на щели. Была предложена и собрана следующая схема эксперимента (рис. 1).

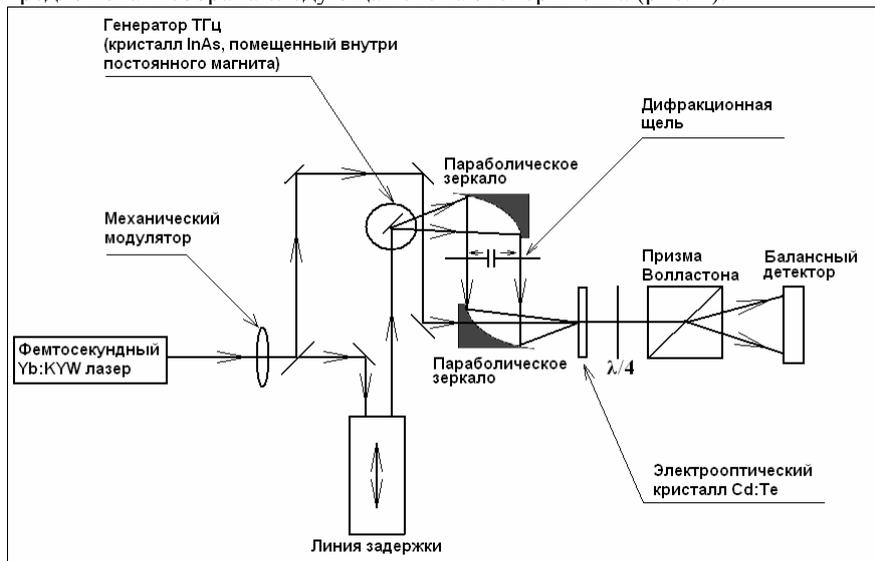


Рис. 1. Схема экспериментального исследования по дифракции на щели терагерцового излучения

Для дифракционной щели 5 мм были измерены зависимости $E(t)$ для терагерцового импульса в пространственных поперечных точках 0 мм, 5 мм, 10 мм, 15 мм, 20 мм, 25 мм, 30 мм, а также терагерцовый импульс без взаимодействия со щелью. Полученные экспериментальные

зависимости имели сравнительно высокий уровень шума: для координаты 0 мм, что соответствует нулевому дифракционному максимуму, соотношение сигнал шум составлял 30:1. Численными методами шум был устранен. Использовался low pass фильтр, пропускающий низкие частоты и обрезающий высокие частоты, соответствующие шумовому заполнению. Спектр рассчитывался с помощью преобразования Фурье от временной формы полученных импульсов. На рис. 2 показан спектр и поле дифрагированного терагерцового импульса в поперечных координатах 20мм и 30мм на дифракционной картине. Обнаружено изменение фазовых характеристик импульса, изменение соотношения на противоположное первого и второго минимума импульса, а также сужения его спектра при увеличении расстояния от нулевого максимума дифракции.

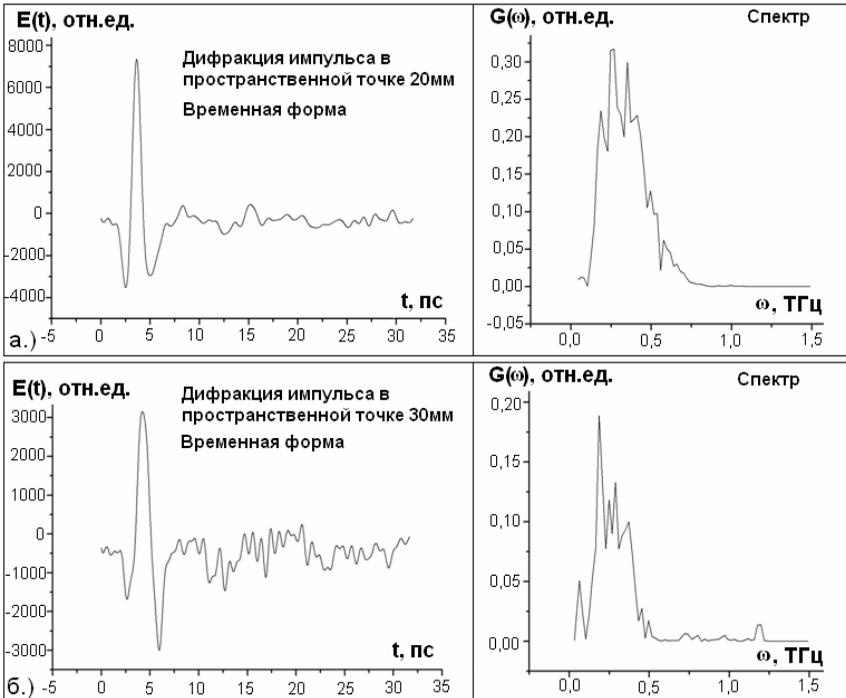


Рис. 2. Поле $E(t)$ и соответствующий спектр $G(\omega)$ для дифрагированных импульсов в различных пространственных точках дифракции: 20мм (а), 30 мм (б)

Р.В. ОЖЕГОВ, К.Н. ГОРШКОВ, Г.Н. ГОЛЬЦМАН,
Н.В. КИНЕВ¹, В.П. КОШЕЛЕЦ¹

Московский педагогический государственный университет

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ВРЕМЕННАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ИНТЕГРАЛЬНОГО ПРИЕМНИКА ДЛЯ ТЕПЛОВИЗОРА ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Представлены результаты измерений флуктуационной чувствительности и временной нестабильности терагерцевого радиометра на основе сверхпроводящего интегрального приемника (СИП). Измерения проводились в непрерывном режиме приемником с шумовой температурой 95 К на частоте 510 ГГц. В полосе ПЧ 4 — 8 ГГц при постоянной времени 1 с флуктуационная чувствительность приемника составила 10 ± 1 мК. Время Аллана приемника при ширине полосы 4 ГГц составило 5 с.

Большой интерес представляет возможность разработки систем безопасности на основе анализа терагерцевых изображений объектов, так как излучение этого диапазона обладает высокой проникающей способностью, а так же малой длиной волны, обеспечивающей высокое пространственное разрешение.

Существует несколько коммерческих систем построения терагерцевых изображений [1, 2]. Однако они не позволяют одновременно обеспечивать скрытное дистанционное наблюдение, возможности обнаружения скрытых объектов, определения вещества, из которого сделан объект. Использование активных терагерцевых систем не позволяет скрытно вести наблюдение, а так же может вызывать проблемы со здоровьем у объекта. Нами был выбран пассивный метод.

Основным элементом нашей экспериментальной установки является СИП, объединяющий на чипе $4 \times 4 \times 0.5$ мм³ низкошумящий СИС-смеситель интегрированный с квазиоптической антенной, сверхпроводниковый генератор на потоке джозефсоновских вихрей (flux flow oscillator – FFO) и гармонический смеситель для фазовой автоподстройки частоты FFO [3, 4, 5]. СИП обладает шумовой температурой, не превышающей 100 К на частотах 500 - 700 ГГц, FFO позволяет перестраиваться в диапазоне 300 - 800 ГГц, ширина линии не превышает 1 МГц.

Измерения флуктуационной чувствительности проходили следующим образом: СИП установлен в фокусе эллиптической линзы, закрепленной в держателе, закрытом двумя магнитными экранами. Держатель установлен на охлаждаемую до 4.2 К плату криостата. Выход смесителя согласован с усилителем ПЧ 4 - 8 ГГц и квадратичным детектором. Окно криостата выполнено из майлара [6]. Измерения проводились на частоте 510 ГГц при шумовой температуре 95 К в полосе ПЧ 4 - 8 ГГц. Частота смены нагрузок комнатной 295 К температуры и нагрузки с изменяемой температурой, была выбрана 400 Гц. Выходной сигнал подавался на синхронный детектор и обрабатывался при помощи системы сбора данных. При разнице температур нагрузок $\Delta T \sim 3$ К флуктуационная чувствительность составила 10 ± 1 мК при времени интегрирования 1 с.

Стандартный метод улучшения времени Аллана – уменьшение полосы ПЧ нам не подходит, так как происходит ухудшение флуктуационной чувствительности. Наш метод состоит в том, что мы использовали отклоняющееся зеркало с временем смены между позициями ~ 1.8 мс. Во время измерений зеркало находилось в двух позициях: приемник последовательно «смотрит» на нагрузку с фиксированной известной температурой – опорный сигнал и на нагрузку с комнатной температурой, имитирующей объект. Сигнал подавался на систему сбора данных, которая так же контролировала положение зеркала. По скорректированному детектированному сигналу вычислялась дисперсия Аллана. При полосе детектирования 4 ГГц время Аллана составило 5 с. При уменьшении полосы детектирования до 40 МГц, время Аллана увеличилось до 20 с.

Полученные рекордные значения флуктуационной чувствительности и времени Аллана для данного типа приемника, позволяющие использовать СИП в качестве основного элемента системы построения терагерцевых изображений.

Список литературы

1. <http://www.thruvision.com>.
2. <http://www.teraview.co.uk>.
3. Koshelets V.P., Shitov S.V., Filippenko L.V., et al. // Appl.Phys.Lett. 1996. V.68. #9. P.1273.
4. Koshelets V.P., Shitov S.V. // Supercond. Sci. Tech. 2000. V. 13. P. R53.
5. G. de Lange, D. Boersma, J. Dercksen, et.al. Development and Characterization of the Superconducting Integrated Receiver Channel of the TELIS Atmospheric Sounder, Supercond. Sci. Technol. Vol. 23, 045016 (8pp), (2010).
6. Р.В. Ожегов, О.В. Окунев, Г.Н. Гольцман, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец, Флуктуационная чувствительность сверхпроводящего интегрального приемника, Радиотехника и Электроника, 2009, т.54, №6, с.750-755.

Н.В. МАСАЛЬСКИЙ*Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва***ШИРОКОПОЛОСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ НА
ОСНОВЕ ПОЛНОСТЬЮ ОБЕДНЕННОЙ КНИ СТРУКТУРЕ**

Обсуждается перспективный подход для реализации широкополосной оптической модуляции на основе кремниевой технологии. На основе численных расчетов показано, что достижимая полоса модуляции составляет до 200 ГГц.

Реализация широкополосной оптической модуляции является одной из приоритетных задач систем обработки информации. Перспективным подходом решения данной проблемы является сочетание кремниевой технологии фотоники и технологии КНИ (кремний на изоляторе). В практическом плане широкополосная модуляция реализуется при использовании конструкции фазовращателя, основанного на конденсаторе, выполненном на структуре металл-окисел-полупроводник (МОП), который встроен в пассивный кремниевый волноводный интерферометр Маха-Цандера. В интерферометре, каждое плечо которого может содержать активную секцию (фазовращатель), которая преобразовывает приложенное к нему напряжение в небольшое изменение скорости света в волноводе, каждая световая волна испытывает модуляцию. По длине активной области (или обеих областей) скоростные различия приводят к разности фаз в этих двух волнах. В зависимости от относительной фазы этих волн после прохождения через плечи восстановленная волна будет испытать модуляцию интенсивности.

Основной компонент кремниевого модулятора является МОП конденсаторный фазовращатель, структурная схема которого представлена на рис. 1а. На высоколегированной (для того чтобы обеспечить преимущество одного типа носителей) рабочей области кристаллического кремния n-типа (1) размещены контактные области (2, 3) между которыми выращена область поликристаллического кремния р-типа (4). Между областями 1 и 4 расположен тонкий слой окисного затвора (5). Рабочая область отделена от подложки толстым слоем погруженного окисла (6), на который со стороны подложки нанесен металлический контакт (7). Размеры областей 1 и 4 выбраны таким образом, чтобы устройство функционировало в одномодовом режиме на длине волны света 1550 нм. Тогда ширина области 4 и окисного затвора равны 2.5 мкм, толщины областей 1 и 4 равны 1.2 мкм и 0.9 мкм, соответственно. Сопоставляя выбранные значения с требованиями

современной КНИ технологии, можно сделать вывод о том, что рассматриваемое устройство реализуемо в рамках стандартного техпроцесса. Это так же позволяет определить толщину погруженного окисла, которая в наших расчетах принимается равной 0.4 мкм.

В режиме аккумуляции положительное управляющее напряжение U_d увеличивает концентрацию носителей с обеих сторон затворного окисла. Это влечет изменение показателя преломления волновода, что приводит к фазовому сдвигу $\Delta\phi$ в оптическом режиме. Положительное смещение U_b повышает эффективность управления накопленными зарядами, что позволяет существенно повысить эффективность (глубину) модуляции.

На рис. 1б приведены результаты расчетов фазового сдвига как функция напряжений U_d и U_b для длины фазовращателя $L=1$ мм. Фазовый сдвиг почти линейно зависит от напряжения U_d , а его зависимость от напряжения U_b носит нелинейный характер. Используя эти данные, мы получаем, что минимальная емкость МОП структуры равна 3.6 пФ/мм. Это является достаточной предпосылкой для реализации модуляции с полосой 25 ГГц. Увеличивая протяженность модулятора, можно добиться повышения полосы модуляции. Так, при длине фазовращателя $L=8$ мм, анализируемый параметр составит 200 ГГц.

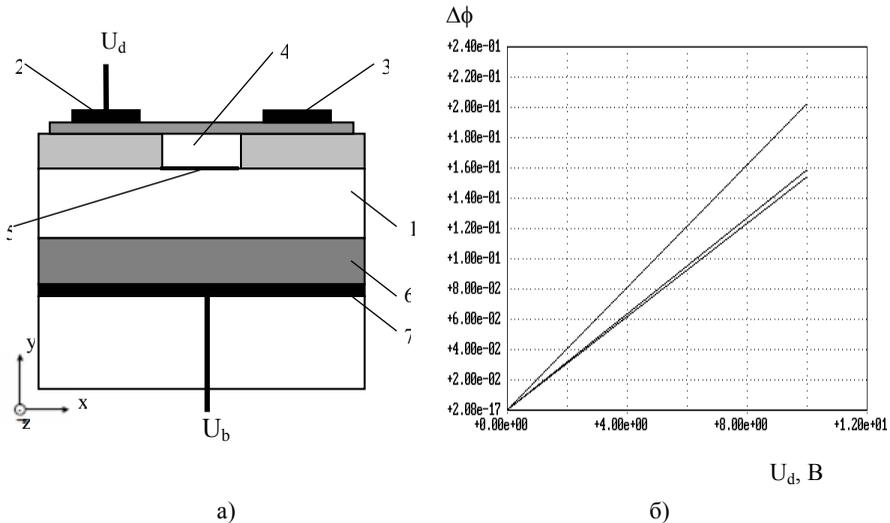


Рис. 1. Структурная схема фазовращателя, оптический пучок распространяется вдоль оси z (а); зависимости фазового сдвига от управляющего напряжения U_d , при разных напряжениях U_b (б)

М.Н. ЛИТВИНОВА, В.И. СТРОГАНОВ, В.В. КРИШТОП,
И.А. ГАРАНЬКОВА, С.Г. ДЯТЕЛ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ CaCO_3

В работе исследованы особенности электрооптической модуляции излучения с преобразованием из инфракрасной в видимую область спектра в центросимметричном кристалле кальцита CaCO_3 .

В центросимметричных кристаллах имеет место квадратичный электрооптический эффект, который может быть успешно применен для целей модуляции света [1]. Эффект Керра реализуется на кубичной нелинейности кристалла ($\chi_{ijkl} \sim R_{ijkl}$) и является квадратичным по модулирующему полю [2].

В работах [3] рассматривается эффект Керра, линейный по модулирующему полю, когда низкочастотная модуляция осуществляется одним полем с частотой Ω . При электрооптической модуляции низкочастотным полем происходит преобразование излучения во вторую гармонику. Ячейка Керра позволяет осуществлять фазовую модуляцию и амплитудную модуляцию с поворотом плоскости поляризации.

В работе [4] предложено использовать эффект Керра, линейный по модулирующему полю, для модуляции широкополосного излучения с преобразованием по спектру.

В данной работе рассмотрена электрооптическая модуляция с преобразованием по спектру, при выполнении условий фазового синхронизма, в центросимметричном кристалле кальцита CaCO_3 .

Кальцит обладает большим двулучепреломлением, что позволяет выполнить условия фазового синхронизма для всех взаимодействующих волн. Так как кальцит является центросимметричным кристаллом, в нем отсутствует линейный электрооптический эффект ($r_{ijk} = 0$).

При приложении электрического поля вдоль оси x кристалла возможна генерация суммарных частот в среде с кубичной нелинейностью. При этом квадратичный эффект Керра будет линейным по модулирующему полю.

Проведен расчет спектра преобразованного излучения в кристалле кальцита, помещенного в электрическое поле, с учетом векторных взаимодействий световых волн. Углы синхронизма для

взаимодействующих волн с длиной волны 1,36–4,5 мкм принимают значения от 30° до 83°.

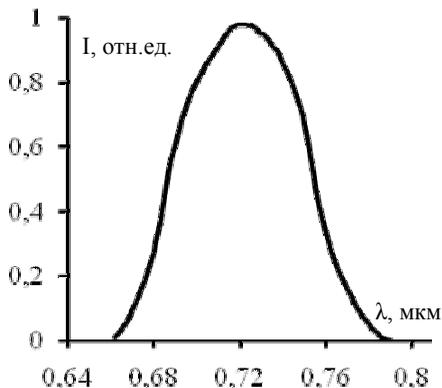


Рис. 1. Теоретически рассчитанный спектр преобразованного широкополосного ИК-излучения в кристалле CaCO_3 ; взаимодействие $oo-e$

Интенсивность преобразованного широкополосного ИК-излучения в кристалле кальцита, находящегося в электрическом поле, вычислена с учетом векторных взаимодействий. Спектральная ширина преобразуемого ИК-излучения 0,7–3,5 мкм. Расходимость падающего пучка широкополосного ИК-излучения 15°. Спектр преобразованного излучения находится в интервале длин волн 0,66–0,78 мкм (рис. 1). Максимум спектра преобразованного излучения в кристалле кальцита наблюдается при $\lambda_0 = 0,72$ мкм (длина волны фазового синхронизма).

Электрооптический эффект Керра, линейный по модулирующему полю, может быть использован для создания оптического затвора для ИК-излучения, работающего с переносом излучения из ИК-области спектра в видимую область. Достоинствами данного способа модуляции являются: высокое быстродействие, возможность модуляции с преобразованием по частоте широкополосного излучения от обычных тепловых источников, отсутствие искажений в преобразованном изображении.

Список литературы

1. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М: Наука, 1970. 295 с.
2. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.
3. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. 424 с.
4. Рапопорт И.В. Электрооптический эффект на квадратичной и кубичной нелинейностях: автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук, Хабаровск, 2000. 18 с.

А.С. ПЕРИН, С.М. КОЗЛОВА, В.М. ШАНДАРОВ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

ЭФФЕКТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ СВЕТОВОГО ПУЧКА В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО

Продемонстрирован эффект изменения амплитудных профилей когерентных световых пучков вследствие пространственного самовоздействия в нелинейном интерферометре Фабри-Перо на основе образцов ниобата лития с поверхностью, легированной фоторефрактивными примесями - ионами железа и меди.

Проблема создания оптически управляемых элементов для систем оптической обработки информации является актуальной. Один из путей ее решения связан с созданием подобных элементов на основе фоторефрактивных кристаллов. Такие кристаллы позволяют наблюдать нелинейно-оптические эффекты при сверхнизких оптических мощностях, а также оптически индуцировать нелинейные элементы, способные сохранять неизменность параметров в течение долгого времени. Целью данной работы явилось исследование эффекта трансформации амплитудных профилей лазерных световых пучков в интерферометре Фабри-Перо (ИФП) на основе кристалла ниобата лития (LiNbO_3) с поверхностью, легированной ионами железа (Fe) и меди (Cu). Введение Fe и Cu в LiNbO_3 делает его фоточувствительным, а использование комбинаций данных ионов с разным соотношением концентраций позволяет изменять в широких пределах фоторефрактивные характеристики материала, в том числе характерное время нелинейного отклика [1, 2]. Инерционность фоторефрактивного нелинейного отклика позволяет проследить за изменением структуры светового поля в подобном интерферометре, обусловленной эффектами его самовоздействия, без применения сложных экспериментальных методик.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Источником излучения является твердотельный лазер (YAG:Nd^{3+}) с удвоением частоты, работающий на длине волны света $\lambda=532$ нм.

В качестве примера ниже приведены результаты эксперимента для светового пучка кругового сечения с диаметром около 1 мм. В начальные моменты времени пучок, прошедший через ИФП, характеризуется гауссовым распределением интенсивности (рис. 2, $t=0$ с). После экспонирования в течение некоторого времени распределение интенсивности существенно изменяется, в его центральной области

появляется провал. Затем в центре пучка интенсивность вновь возрастает, а два образовавшихся провала сдвигаются на периферию (рис. 2, $t=30$ с).

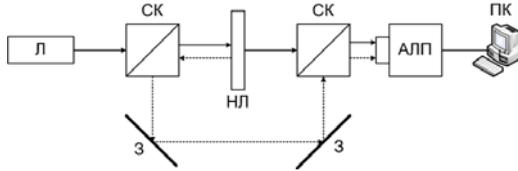


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Л – лазер; СК – светоделительные кубики; НЛ – образец ниобата лития; З – зеркала; АЛП – анализатор лазерных пучков; ПК – персональный компьютер

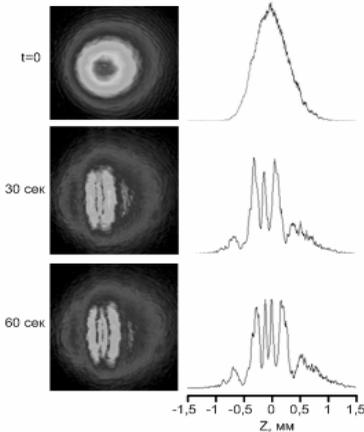


Рис. 2. Распределения интенсивности света в прошедшем ИФП световом пучке (слева); соответствующие профили интенсивности (справа)

При продолжении экспонирования это распределение становится еще более сложным, причем изменения в световом поле наиболее сильны в направлении вдоль оптической оси кристалла (рис. 2, $t=60$ с). Таким образом, показана возможность трансформации профилей световых пучков в фоторефрактивном ИФП с оптически индуцированными неоднородностями на основе $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$.

Способность долговременного хранения фоторефрактивных голограмм в образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$, а также их сравнительно низкая фоторефрактивная чувствительность в длинноволновой области видимого спектра указывают на возможность использования оптически реконфигурируемых фазовых

транспарантов для преобразования полей когерентных световых пучков длинноволновой части видимого спектра и в ИК диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553).

Список литературы

1. N. Davidson, A.A. Friesem, E. Hasman. Diffractive elements for annular laser beam transformation // Appl. Phys. Lett., 1992, Vol.61(4), p. 381-383.
2. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С.-Пб.: Наука, 1992.

Д.В. ДИВАКОВ, А.А. ХОХЛОВ
Российский университет дружбы народов, Москва

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НОРМАЛЬНОЙ ВОЛНЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА С ОДНОМЕРНЫМ ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

В данной работе решается задача моделирования взаимодействия нормальной электромагнитной волны оптического диапазона с одномерным фотонным кристаллом (ФК). Одномерный ФК представляет собой структуру, у которой вдоль одного пространственного направления периодически изменяется показатель преломления. Параметры ФК задаются показателями преломления и толщинами однородных участков. В направлениях, не совпадающих с направлением изменения показателя преломления, размеры кристалла считаются неограниченными.

В среде, из которой волна падает на ФК, присутствуют падающая и отраженная волны, а в среде, куда электромагнитная волна из кристалла выходит, присутствует только прошедшая волна. В однородных слоях кристалла присутствуют волны, распространяющиеся в обоих направлениях.

В качестве математической модели используются уравнения Максвелла и материальные уравнения для немагнитных изотропных однородных сред в гауссовой системе единиц. Для нормальных волн представления полей во всех областях кристалла известны.

Приравняв тангенциальные составляющие полей на границах раздела однородных областей, получается следующая запись условий на границе между $(l-1)$ -м и l -м слоями [1]:

$$P_{l-1} \exp(-k_0 \gamma_{l-1} d_{l-1}) + Q_{l-1} = P_l + Q_l \exp(-k_0 \gamma_l d_l), \quad (1)$$

$$\gamma_{l-1} [P_{l-1} \exp(-k_0 \gamma_{l-1} d_{l-1}) - Q_{l-1}] = \gamma_l [P_l - Q_l \exp(-k_0 \gamma_l d_l)]; \quad (2)$$

где P_l и Q_l - амплитуды поля в однородных слоях,

$$\gamma_l = i \sqrt{n_l^2 - n_l^2 \sin^2 \theta}, \quad l = \overline{1, L}.$$

Записывая условия на каждой границе раздела, можно получить взаимосвязь амплитуд полей текущего слоя с амплитудами полей следующего слоя. Итерационно записав эти соотношения для всех границ раздела, получим совместную систему линейных алгебраических

уравнений, неизвестными в которой являются амплитуды прошедшей и отраженной волн.

Решениями получившейся системы являются амплитудный коэффициент отражения и коэффициент T_1 , связанный с коэффициентом пропускания следующим соотношением:

$$T = \exp(-k_0 \gamma_L d_L) \dots \exp(-k_0 \gamma_2 d_2) \exp(-k_0 \gamma_1 d_1) T_1.$$

Данное соотношение вводится для придания устойчивости алгоритму.

На основании вышеизложенного алгоритма создано программное обеспечение на языке C++.

Список литературы

1. Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A., Gaylord T.K. Stable implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach.// J. Opt. Soc. Am. A 12, 1995.

Е.В. МЕЛЬНИЧЕНКО, Э.А. МАНЬКИН, А.С. АЛЕКСЕЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО И ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Проводится сравнительный анализ использования технологии фотонного эха и ядерного магнитного резонанса применительно к физической реализации логических элементов для квантовых вычислений.

В настоящее время для физической реализации квантовых логических элементов наиболее часто встречаются предложения использовать микрорезонаторы, ионные ловушки, ЯМР. Все эти системы представляют собой кубит, являющийся квантовым аналогом бита. Сложность построения квантового компьютера на перечисленных элементах представляет невозможность построить на их основе достаточно крупные вычислительные блоки.

Возможность масштабирования является преимуществом оптической реализации квантовых вычислений. Наиболее эффективной представляется организация вычислений по типу однонаправленного квантового компьютера (a one-way quantum computing) [1, 2].

В экспериментах с ЯМР [3] в качестве кубита выступает магнитный спин. Унитарные преобразования над кубитом выполняются с помощью радиочастотных « π » и « $\pi/2$ » импульсов.

В оптическом диапазоне аналогом спина является «псевдоспин», присущий любой двухуровневой квантовой системе. Воздействие на кубит в этом случае осуществляется когерентным лазерным излучением, частота которого почти равна частоте оптического перехода иона.

Все унитарные преобразования над кубитами в оптическом диапазоне те же самые что и в схеме ЯМР. То есть, использование « $\pi/2$ » импульса переводит всю систему кубитов, находящихся первоначально в основном состоянии (что выполняется с чрезвычайно большой точностью для оптического диапазона в сравнении с ЯМР схемой) в когерентные суперпозиционные состояния $|\pm\rangle$ с 50% вероятностью, либо в основном $|0\rangle$, либо в резонансно возбужденном состоянии $|1\rangle$: $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle)$.

Принципиальным отличием при использовании технологии фотонного эха [4] является адресность, которую можно получить при соответствующем распределении кубитов в пластинке кристаллической матрицы ортосиликатов, и управлении ими с помощью пространственных оптических модуляторов. В оптической реализации есть еще одно преимущество – возможность выполнять эти операции не только последовательно, но и параллельно.

Чтобы преодолеть проблему декогеренизации, весь процесс вычисления необходимо выполнить за время фазовой памяти τ_0 . Оценка скорость вычислений для длительности оптического импульса порядка $\tau_i \sim 10$ фс дает производительность для одного канала вычислений на уровне $1/\tau_i \sim 10^{14}$ бит/сек. Если предположить, что размер канала (пятно фокусировки) можно довести до диаметра ~ 10 мкм = 10^{-3} см, то на квадратной пластинке размером 3,5 см располагается около $N_{\text{каналов}} \sim 3.5^2/10^{-3} = 10^7$ каналов. Тогда в многоканальном режиме максимальная производительность достигает $N_{\text{каналов}}/\tau_i \sim 10^7 * 10^{14} = 10^{21}$ бит/сек.

Список литературы

1. Raussendorf R., Briegel H.J. A one-way quantum computer. Physical Review Letters, 2001, v.86, No 22, p.5188-5191.
2. Briegel H.J., Raussendorf R. Persistent Entanglement in arrays of interacting particles. Physical Review Letters, 2001, v.86, No 5, p.910-913.
3. Introduction to NMR Quantum Information Processing /R. Laflamme, E. Knill, et al. Los Alamos Science, N 27, p.226-259, 2002.
4. Манькин Э.А., Мельниченко Е.В. Фотонное эхо и оптический квантовый процессинг. Известия РАН. Серия физическая, 2004, т.68, №9, с.1256-1259.

В.В. ГАЛУЦКИЙ, В.Ф. КУЗОРА, Е.В. СТРОГАНОВА,
Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

Q-ФАКТОР В ГРАДИЕНТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В работе проведено моделирование логических вентилях на примере PPLN структур, изготовленных из градиентных кристаллов ниобата лития. Градиент концентрации основных компонентов изменялся во время выращивания кристаллов контролируемым образом. На основе заложенных в процессе выращивания изменений состава кристалла с помощью уравнения Сельмеера рассчитывался градиент показателя преломления вдоль пластины преобразователя. Для оценки эффективности работы оптического вентиля рассчитывалась спектральная зависимость Q-фактора от длин волн входных каналов. Показано увеличение спектральной полосы пропускания для входных каналов по уровню снижения Q-фактора на 3 дБ.

Одним из перспективных направлений, позволяющим реализовать функции нескольких типов оптических логических вентилях являются PPLN-структуры, реализующие функции четырехволнового смешения.

Два независимых потока данных А и В (на длинах волн λ_{SA} и λ_{SB}) вместе с волной накачки (λ_p) вводятся в PPLN-волновод, в котором реализуются нелинейные взаимодействия генерации суммарных и разностных частот в условиях квазисинхронизма. В SFG-DFG процессах, SFG взаимодействие конвертирует один фотон из сигнального А (λ_{SA}) и другой фотон из сигнала В (λ_{SB}) в один фотон суммарной частоты (λ_{SF}), который одновременно преобразуется в один фотон накачки (λ_p) и

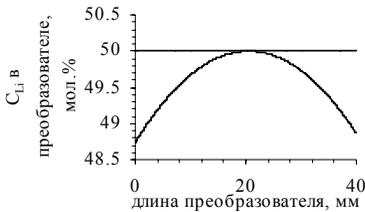
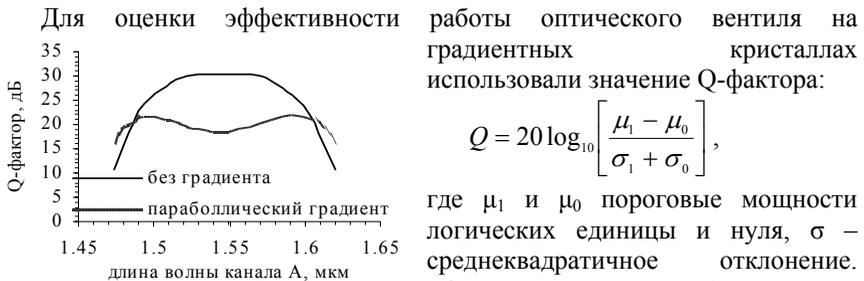


Рис. 1

и другой фотон новой сгенерированной холостой волны (λ_i) через процесс генерации разностной частоты (DFG). Однако, величина рассогласования при SFG-DFG процессах постоянная, когда состав кристалла постоянен вдоль направления взаимодействия. При известной зависимости коэффициентов преломления от состава кристалла LiNbO_3 , определяемой уравнением Сельмеера [1], величина рассогласования также зависит от длины преобразователя. В предложенном нами методе выращивания градиентных кристаллов [2], состав кристалла можно контролировать по содержанию основных и

примесных компонентов по длине були и обеспечивать требуемую длину преобразователя с необходимым градиентом содержания основных компонентов, влияющих на зависимость значений групповых скоростей сигналов и их дисперсий от длины преобразователя. В работе рассмотрены крайние случаи градиентов концентрации основных компонентов (рис. 1). Для моделирования прохождения сигналов через PPLN структуру использовали систему уравнений [3], вытекающую из уравнений Максвелла. Для расчетов полагали два независимых псевдослучайных последовательности бит каналов А и В. Форма импульсов гиперболический секанс, ширина импульсов 5 пс. Длина PPLN – варьировалась до 4 см, эффективная апертура волновода 50 мкм², период следования доменов 18,8 мкм, что обеспечивает условия квазифазового синхронизма для длины волны генерации суммарных частот 772 нм. Нелинейный коэффициент $d_{\text{eff}}=17,2$ пм/В. Центральные длины волн каналов А и В 1550 и 1538 нм. Длина волны накачки 1555 нм, длина холостой волны, которая генерируется процессом DFG, составляла 1533,2 нм. Пиковые значения мощности сигналов А и В и сигнала накачки 1000, $1000 \cdot \lambda_{\text{SA}}/\lambda_{\text{SB}}$ и 100 мВт соответственно.



Оценивался режим работы вентиля на PPLN-преобразователе при взаимном изменении длин сигнальных волн каналов А и В при сохранении постоянным значения суммарной частоты (рис. 2). Видно, что при снижении Q-фактора для градиентного кристалла по сравнению с идеализированной ситуацией нулевого SFG-DFG рассогласования полоса пропускания становится шире.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-106.2009.8.

Список литературы

1. Сидоров Н.В. М.: Наука, 2003. 255 с.
2. Galutskiy V.V., Stroganova E.V., Vatlina M.I. // J. of Crystal Growth 2009. V.311. p.1190.
3. Wang J., Sun J., Sun Q. // OPTICS EXPRESS. 2007. V.15. №.4. p.1690-1699.

Н.М. КИРЕЕВА, В.А. ЛЕБЕДЕВ, В.И. СТРОГАНОВ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ГОМОЦЕНТРИЧЕСКИЕ ПУЧКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ИК ИЗОБРАЖЕНИЯ

Приведены характеристики системы преобразования ИК изображения в нелинейном оптическом кристалле с накачкой нелазерным широкополосным излучением.

Характеристики системы преобразования ИК изображения в значительной степени зависят от используемой накачки. С лазерной накачкой система преобразования обладает рядом существенных особенностей. Преобразованное изображение имеет пятнистую структуру за счет когерентности лазерной накачки [1]; уширение спектра и фокусирование накачки приводят к резкому ухудшению преобразованного изображения [2]. Спектральный интервал частот преобразованного излучения обычно составляет 20-30 см⁻¹, что явно недостаточно при переводе ИК изображения в видимую область спектра [3]. Размеры преобразованного изображения сжимаются в одном из направлений (в плоскости синхронизма) в $\lambda_{\text{ИК}}/\lambda_{\text{н}}$ раз ($\lambda_{\text{н}}$ и $\lambda_{\text{ИК}}$ – длины волн накачки и излучения от объекта соответственно) [2, 3]. Использование в качестве накачки гомоцентрических сходящихся пучков от тепловых источников излучения устраняет эти особенности [4 - 6].

Главной особенностью такой системы является то, что накачка осуществляется от обычных тепловых источников излучения, например, электрических ламп с нитью накаливания в виде прямоугольника, каждая точка которого излучает гомоцентрический пучок. Изображение нити накаливания совмещается в нелинейном оптическом кристалле с изображением ИК объекта. Тогда в каждой точке кристалла (в плоскости ИК изображения) два гомоцентрических пучка (ИК излучения и накачки) создают третий пучок, излучение которого находится в видимой области спектра. Этот пучок также является гомоцентрическим и создает одну точку преобразованного изображения. Для преобразования всего ИК изображения, для каждой его точки необходим свой гомоцентрический пучок накачки, выбор которого происходит автоматически, при совмещении изображения источника накачки с ИК изображением объекта в кристалле.

Схемы преобразования ИК изображения с нелазерной тепловой накачкой приведены на рис. 1. Изображения объекта 1 и накачки 2

формируют объективом 4 в нелинейном оптическом кристалле 6. Мнимое преобразованное изображение переводится в видимую область спектра в плоскость экрана 9 объективом 8. На рис. 1а накачка и объект разделены пространственно. В случае рис. 1б объект одновременно является и источником накачки. Используемые светофильтры 5-КС-17 и 7- СЗС-22.

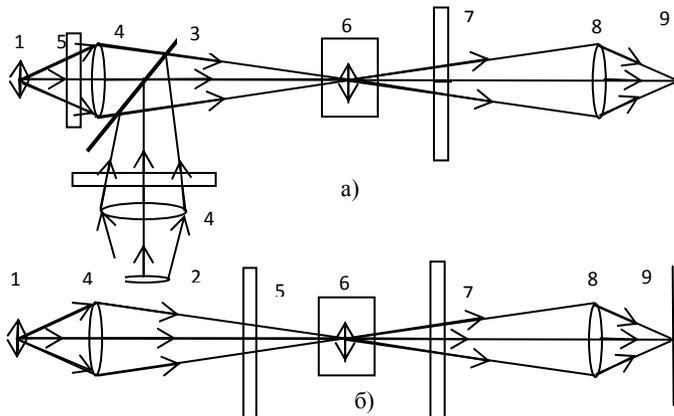


Рис. 1. Схемы преобразования ИК изображения с использованием накачки от тепловых источников излучения

Достоинством системы является отсутствие сжатия и неизменность геометрических размеров преобразованного изображения по сравнению с исходным инфракрасным, что обусловлено тем, что одна и та же точка в кристалле является точкой ИК изображения, точкой изображения источника накачки и точкой преобразованного в видимую область спектра изображения. То есть это общая точка для гомоцентрических пучков ИК излучения, накачки и преобразованного. Эффективность преобразования при условии одинаковых мощностей накачки сравнима с лазерной. Интегральный коэффициент преобразования, соответствующий данной накачке (0.1-0.5 Вт), равен 10^{-8} . Преобразованное изображение наблюдается визуально и при необходимости регистрируется.

Список литературы

1. Lucy R.E. Infrared of visible parametric up conversion // Applied Optics. 11.1972. p.1329.
2. Гайнер А.В. Нелинейно оптические преобразователи ИК излучения. Наука, 1990.
3. Бхар Г.Ч. и др. // Квантовая электроника. №1. 1997. p.47-51.
4. Толстов Е.В., Криштоп В.В., Строганов В.И. // Оптический журнал. №1. 2004. p.68-69.
5. Строганов В.И., Криштоп В.В. // Известия вузов. Приборостроение. № 9. 2007. с.7-11.
6. Rau E. // Nonlinear Optics. Quantum Optics. 38. №2. 2008. с.99-140.

П.С. ЛОПАТИНА, В.В. КРИШТОП

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ГАУССОВЫМ ПРОФИЛЕМ

В настоящее время является актуальной проблема создания простых и надежных устройств модуляции оптического излучения произвольного спектрального состава, способных изменять интенсивность излучения управляющим электрическим полем без искажения оптической информации. Нами рассмотрен принцип работы электрооптического модулятора для широкополосного излучения имеющим Гауссов профилем с учетом дисперсии показателей преломления в анизотропном кристалле. Такие системы могут быть использованы для модуляции излучения лазерных диодов и светодиодов, имеющих спектральную ширину порядка нескольких десятков нанометров.

Электрооптический модулятор [1, 2] с поперечным приложением управляющего электрического поля состоит из источника широкополосного излучения с Гауссовым профилем 1, поляризатора 2, двух идентичных анизотропных электрооптических кристаллов 3 и 5, анализатора 6, генератора электрического поля 8, приложенного ко второму кристаллу, и фотоприемника 7. Оптические оси первого и второго кристаллов перпендикулярны направлению излучения, а оси пропускания поляризатора и анализатора параллельны друг другу и расположены под углом 45 градусов к оптическим осям кристаллов. Между первым и вторым кристаллом дополнительно введен второй анализатор 4, при этом оптические оси первого и второго кристаллов, а также оси пропускания первого и второго анализаторов соответственно ориентированы параллельно друг другу.

Сплошной спектр широкополосного излучения в анализаторе, расположенном между кристаллами, преобразуется в спектр с разными амплитудами интенсивностей в интервале от нуля до максимального значения для различных длин волн (рис. 1а).

Приложение электрического поля ко второму кристаллу приводит к изменению показателей преломления для обыкновенных и необыкновенных лучей, то есть к появлению дополнительной разности фаз. В результате в спектре излучения появляются новые максимумы и минимумы интенсивности, а интенсивность результирующих лучей для всех длин волн уменьшается (рис. 1б).

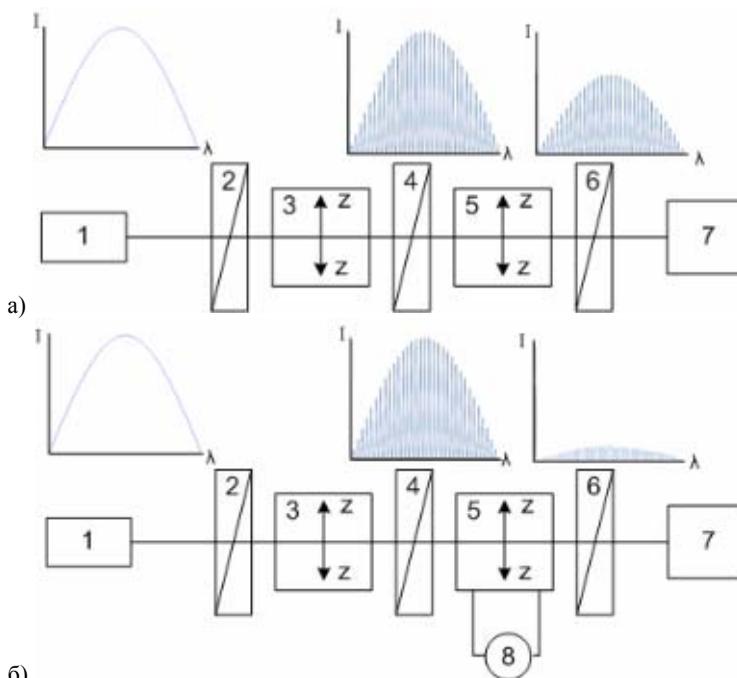


Рис. 1. Схема электрооптического модулятора: без внешнего модулирующего поля (а); с внешним модулирующим полем (б)

При полуволновом напряжении $U\lambda/2$ суммарная интенсивность излучения в несколько раз ниже, чем при отсутствии управляющего поля. Это свидетельствует о высокой глубине модуляции.

Однако критическим параметром для модуляции широкополосного излучения является дисперсия показателей преломления анизотропного кристалла. Дисперсия показателей преломления приводит к таким физическим эффектам, как расплывание импульсов, различие фазовой и групповой скоростей, смещению спектра и т. д.

Список литературы

1. Толстов Е.В., Строганов В.И., Криштоп В.В., Литвинова М.Н., Рапопорт И.В., Сүй А.В. Электрооптический модулятор // Патент на изобретение G02F1/00 № 2267802 приоритет 25.05.04. Зарегистрировано 10.01.2006.

2. Лопатина П.С., Криштоп В.В., Кузьмичев Д.Н., Киреева Н.М., Толстов Е.В., Строганов В.И. Электрооптическая модуляция широкополосного излучения // Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики — 2010», Санкт-Петербург. СПб, 2010 Т.1. с.94-96.

О.Ю. ПИКУЛЬ, Г.В. КУЛИКОВА, В.И. СТРОГАНОВ
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ВЛИЯНИЕ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЭЛЛИПСА НА КОНОСКОПИЧЕСКИЕ КАРТИНЫ ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Обнаружено изменение коноскопических картин оптических кристаллов при изменении азимута эллипса поляризации и направления вращения вектора E в эллиптически поляризованном излучении

Коноскопические картины оптических кристаллов хорошо известны, описано влияние на их вид различных факторов, включая такие оптические характеристики, как осьность, величина двулучепреломления, ориентация оптической индикатрисы, оптическая активность, а также внешние воздействия на кристалл [1].

Кроме того, известно, что в целом изменение поляризации излучения влияет на вид коноскопических картин оптических кристаллов [2]. Эллиптическая поляризация излучения является наиболее общим случаем упорядоченной структуры поляризованного излучения.

В работе рассмотрено, как поляризационные характеристики эллиптического излучения, а именно – азимут эллипса поляризации и направление вращения вектора E оказывают влияние на коноскопические картины оптических кристаллов.

Коноскопическая картина формируется излучением, проходящим через кристалл в различных направлениях расходящегося пучка, и для ее получения использована оптическая схема, изображенная на рис. 1.

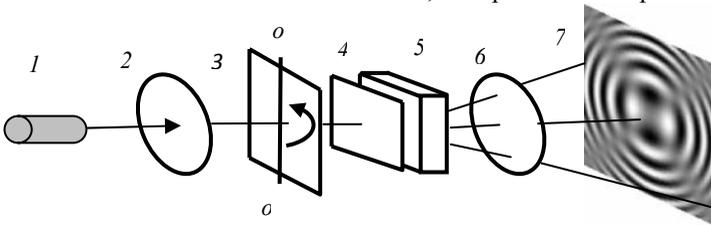


Рис. 1. Схема установки: 1 – He-Ne лазер; 2 – поляризатор; 3 – пластинка $\lambda/4$ (оо – оптическая ось); 4 – рассеиватель; 5 – кристаллическая пластинка, вырезанная перпендикулярно оптической оси; 6 – анализатор; 7 – экран

Для получения эллиптического излучения достаточно повернуть поляризатор или пластинку $\lambda/4$. Азимут поляризационного эллипса на выходе из пластинки $\lambda/4$ и азимут излучения на входе в пластинку $\lambda/4$ в общем случае не совпадают.

Результаты эксперимента показывают, что существуют два характерных вида коноскопических картин с эллиптическим излучением (рис. 2): при $0 < \delta < \pi/2$ и $3\pi/2 < \delta < 2\pi$ (вектор E излучения и большая ось эллипса находятся в одном квадранте и совпадают по направлению); и при $\pi/2 < \delta < \pi$ и $\pi < \delta < 3\pi/2$ (вектор E излучения и большая ось эллипса поляризации находятся в соседних квадрантах и составляют угол 90°). Смена направления обхода вектора E на противоположное при сохранении ориентации эллипса приводит к тому, что ось симметрии картины поворачивается \sim на 90° .

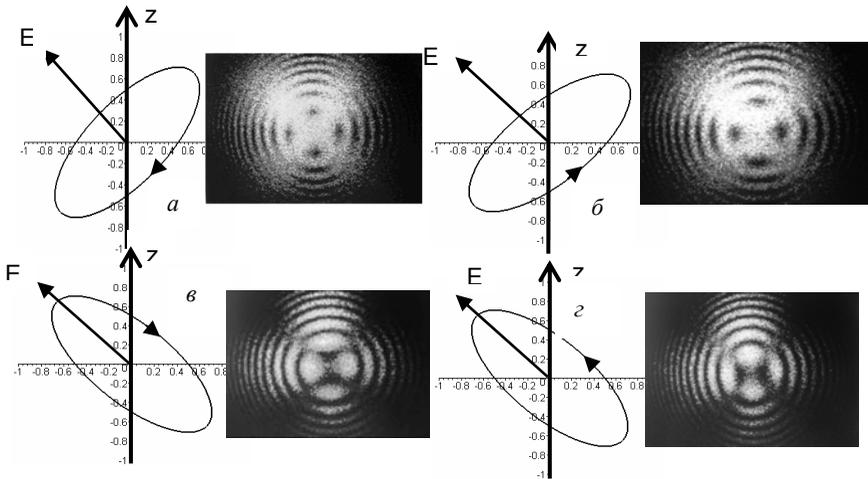


Рис. 2. Фотографии коноскопических картин LiNbO_3 с эллиптическим излучением и соответствующие эллипсы поляризации излучения. Z – оптическая ось $\lambda/4$. E – направление вектора напряженности излучения на входе в пластинку $\lambda/4$. Поляризатор и анализатор скрещены

Список литературы

1. Меланхолин Н.М. Методы исследования оптических свойств кристаллов. М.: Наука, 1970.
2. Пикуль О.Ю., Рудой К.А., Строганов В.И. Влияние поляризации излучения на структуру коноскопических фигур кристаллов // сб. тр. 6 межд. конф., СПбГУ ИТМО, 2004. т.2. С.77.

Д.А. КРАВЧЕНКО, А.С. ЛЕВЧЕНКО, В.А. НИКИТИН,
М.М. ВЕКШИН, Н.А. ЯКОВЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ДАТЧИКИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА ОСНОВЕ СТЕКЛЯННЫХ МАТРИЦ МИКРОЛИНЗ С ПЛОТНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Исследованы особенности применения матриц микролинз получаемых в стёклах методом электростимулированной миграции ионов Ag^+ из расплава солей $AgNO_3 + NaNO_3$ для создания датчиков Гартмана-Шака с заданными характеристиками.

Датчики волнового фронта Гартмана-Шака получили широкое распространение благодаря таким свойствам как работа в широком диапазоне длин волн в реальном масштабе времени, работа с некогерентными источниками белого света, относительная простота конструкции. Основными характеристиками датчика являются динамический диапазон, чувствительность, максимальный и минимальный радиус кривизны волнового фронта который может быть зафиксирован по всей апертуре датчика.

Динамический диапазон и чувствительность обратно зависимы относительно фокусного расстояния f , то есть при улучшении одного параметра, заведомо ухудшается другой. В то же время увеличение количества субапертур на равной площади приводит к увеличению точности реконструкции общей вида волнового фронта [1]. Нижний порог чувствительности датчика, то есть минимальный наклон фронта волны, вызывающий фиксируемое датчиком смещение ограничивается погрешностью метода нахождения центроид, поэтому микролинзы с меньшим фокусным расстоянием при прочих равных условиях подходят для измерений сильно искаженных волновых фронтов. Для измерения слабых искажений волнового фронта предпочтительны микролинзы с длинным фокусным расстоянием и малым размером субапертуры, тогда при малых углах наклона волнового фронта отклонение центроид будет значительным, однако это с другой стороны ограничивает динамический диапазон датчика размером рабочей области – субапертурой [2].

Как видно, для создания датчиков с заведомыми параметрами необходима конкретная матрица микролинз. Поэтому была создана теоретическая модель [3], описывающая зависимость характеристик матрицы микролинз от параметров технологического процесса их

производства в стеклах методом электростимулированной миграции ионов Ag^+ из расплава солей $\text{AgNO}_3 + \text{NaNO}_3$. Технологические режимы выбраны так, что позволяют изготавливать матрицы микролинз в широком диапазоне оптических параметров для измерения различных искажений волнового фронта. При этом матрицы микролинз обладают плоской внешней поверхностью, а так же все входящие линзы идентичны и точно расположены. Для практической демонстрации возможности собран макет датчика на базе матрицы с шагом 150 мкм микролинз диаметром 150 мкм, фокусное расстояние – 4.5 мм, диаметр фокального пятна – 49 мкм, число Френеля 4.1 (оптические параметры для волны 633 нм). В качестве матрицы фотоэлементов выступала ПЗС 1280x960 пикселей и усреднённым размером RGB пикселя примерно 3x3 мкм, глубина цвета 8 bit. Таким образом, на каждую субапертуру приходилось примерно 50x50 пикселей. В качестве метода восстановления волнового фронта использовался Модальный метод полиномов Цернике. Программный комплекс получения и обработки гартманограм реализован в среде MatLab. Датчик такой конструкции на практике позволяет измерять искажение волнового фронта с динамическим диапазоном $2^\circ 38'$ (14 мрад) и чувствительностью 2 мкрад. Примеры измеренных волновых фронтов лазерного пучка ЛГН 113А на расстояниях 50 и 80 см от выходного зеркала резонатора представлены на рис. 1.

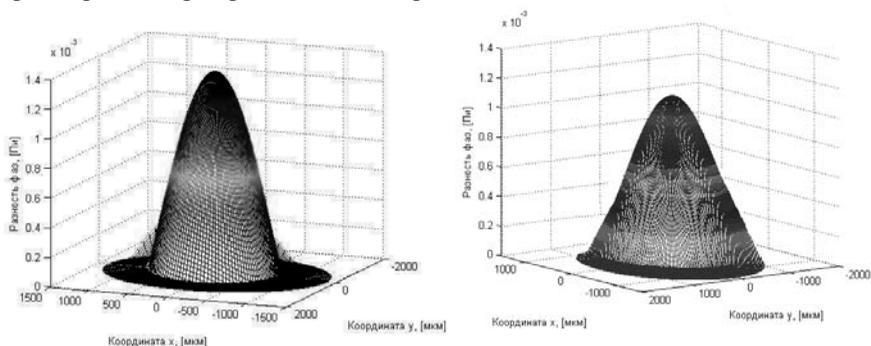


Рис. 1. Вид волнового фронта в поперечном сечении пучка ЛГН 113А на расстояниях 50 и 80 см соответственно

Список литературы

1. Laboratory of the Adaptive Optics. Shack-Hartmann Wavefront Sensor for Laser Beam Analysis. // (Engl.). – URL: <http://www.laser.ru/adop/sensor.htm> [3 January 2008]
2. Optocraft – Optical Metrology// (Engl.) – URL: <http://www.optocraft.com/> [8 ноября 2009].
3. Vekshin M.M., Levchenko A.S., Nikitin V.A., Yakovenko N.A. Glass microlens arrays for Shack-Hartmann wavefront sensors // Measurement Science and Technology #5 V.20, 2010.

А.А. ДАУГЕЛЬ-ДАУГЕ
 Научный руководитель – С.О. ЕЛЮТИН¹

Московский городской лицей №1511

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ХАОТИЧЕСКИЙ СВЕТ

С помощью численного моделирования исследуется динамика оптического излучения прошедшего через амплитудный электрооптический модулятор с обратной гибридной оптоэлектронной связью. Увеличение интенсивности попадающего в модулятор оптического излучения может привести к возникновению неуправляемого режима хаотических пульсаций интенсивности на выходе устройства. Показано, что сценарий перехода к хаосу через последовательность бифуркаций действительно возможен в определённых диапазонах мощности проходящего излучения.

Одним из основных конструктивных элементов полностью оптических или гибридных схем являются пассивные оптические системы. В качестве примера такой системы взят электрооптический модулятор – практически безынерционный переключатель света [1]. Известно [2, 3], что в таких системах возможна потеря устойчивости стационарного режима пропускания света, возникновение периодических пульсаций, последовательность удвоения периода пульсаций, переход к хаотическому, турбулентному режиму. Из-за этого модулятор может потерять роль надёжно управляемого элемента гибридной схемы.

В рассматриваемой модели в кристалле модулятора (М) (рис. 1) ортогонально поляризованные световые волны получают сдвиг фаз, и после сведения в одну плоскость выходным анализатором (А) интерферируют. Можно показать, что интенсивность света за анализатором (А) при определённом выборе угла между поляризатором и анализатором связана с входной интенсивностью соотношением:

$$I(\tau) = I_0 \sin^2(\Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_{\text{поск}}) = I_0 \sin^2(\Delta\varphi_0 + \pi U/U_{\lambda/2}) \quad (1)$$

Часть прошедшего излучения отводится на фотодетектор (Ф), преобразующий свет в электрическое напряжение, пропорциональное интенсивности света. Это напряжение, прикладывается к кристаллу (М). С

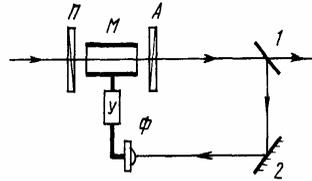


Рис. 1

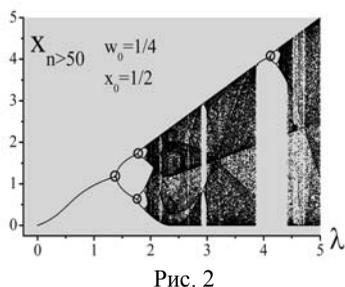
учёт времени τ_0 запаздывания света на пути от (М) к (Ф) из (1) следует соотношение в нормированных переменных:

$$x(\tau) = \lambda \sin^2(\pi w_0 + x(\tau - \tau_0)) \quad (2)$$

Если скорость установления обратной связи в электрической цепи достаточно велика, то все изменения во времени будут совершаться в масштабе τ_0 . Можно положить $\tau_n = n\tau_0$, $x_n = x(n\tau_0)$, $n=0,1,2..$, и тогда из (2) возникнет рекуррентное соотношение:

$$x_n = \lambda \sin^2(\pi w_0 + x_{n-1}) \quad (3)$$

На рис. 2 представлены итерации отображения (3) в зависимости от параметра отображения λ . Он демонстрирует сценарий Фейгенбаума [3] перехода к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода (характерные разветвления на рис. 2). Область обычных аттракторов кратных периодов в виде сплошных линий при увеличении λ сменяется полем



хаотически заполненным значениями итераций (3). Это область странного аттрактора. Обнаружено, что далее по шкале λ в окрестностях некоторых значений параметра вновь возникают детерминированные периодические режимы (рис. 2) или «окна» порядка в хаосе, в этих «окнах» тоже может разыгрываться последовательность бифуркаций удвоения периода.

Учёт возможности оптической турбулентности в пассивных оптических устройствах с обратной связью, наблюдавшейся в расчётах, важен при создании гибридных схем оптических вычислений. Математические свойства нелинейного отображения (3) в области регулярных бифуркаций могут быть использованы для создания так называемых мультистабильных состояний оптических устройств и построения на их базе оптических логических элементов.

Список литературы

1. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфёнов А.В. Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987, с.15.
2. Башаров А.М. Фотоника. Самопульсации и хаос в оптических системах. М.: МИФИ, 1987.
3. Фейгенбаум М. Универсальность в поведении динамических систем. УФН, 1983, т.141, №2, с.343.

А.Н. МАЛОВ, А.Н. ОНАЦКИЙ
Иркутский государственный университет

ЦИФРОВОЙ НОЖ ФУКО

Показано, что нож Фуко для цифрового изображения можно смоделировать на основе вычислений в пространстве вещественных чисел. При этом возникает возможность получения контуров изображения.

Преобразование Гильберта $\chi(x) = \bar{H}(f)$ функции $f(\xi)$

$$\chi(x) = \frac{1}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow \infty} \left[\int_{-\infty}^{x-\varepsilon} \frac{f(\xi)d\xi}{\xi-x} + \int_{x+\varepsilon}^{\infty} \frac{f(\xi)d\xi}{\xi-x} \right] = \bar{H}(f) \quad (1)$$

позволяет визуализировать фазовое распределение электромагнитного поля и широко используется в теневых приборах и при оптической обработке информации как аналог операции дифференцирования [1].

Наиболее известной оптической реализацией $\bar{H}(f)$ является нож Фуко, когда вырезаются диагональные квадранты в плоскости пространственных частот [1]. В оптике действие ножа Фуко на изображение описывается математическим аппаратом, основанным на использовании комплексных функций.

Цифровое изображение, состоящее из двумерного массива дискретных отсчетных значений (пикселей), подвергнутое какому-либо интегральному преобразованию \bar{T} , может быть представлено в виде:

$$\bar{T}(f) = \sum_{k,l=0}^{\infty} s_{kl} \Psi_{kl} \quad (2)$$

где s_{kl} - весовой коэффициент, Ψ_{kl} - функции базиса интегрального преобразования. В случае цифровых изображений, описываемых действительными числами, оптическая фаза в явном виде отсутствует, а ее аналогом следует считать номера k, l и знак весового коэффициента в выражении (2). Поэтому фазовое манипулирование при цифровой обработке сводится к обнулению упорядоченных подмножеств весовых компонентов или изменению их знаков.

Эксперимент выполнялся следующим образом:

1. Над изображением выполняется быстрое двумерное ортогональное преобразование Уолша-Адамара и Хаара.

2. Полученный спектр изображения делится на четыре равные части (квадранты).
3. Выбирается одна или несколько таких четвертей спектра и спектральным коэффициентам в них присваиваются нулевые значения, причем коэффициент с индексом $(0,0)$, являющийся средним значением яркости изображения специально сохраняется прежним без изменений.
4. Выполняется обратное преобразование усеченного спектра.

Результат применения такой схемы обработки для полутоновых изображений абсолютного контраста представлен на рис. 1. В случае преобразований Уолша-Адамара и Хаара полученные изображения содержат контур исходного изображения (рис. 1). В случае преобразования Фурье преобразованное изображение отличается от преобразований Уолша-Адамара и Хаара и выделение контура не происходит, но выделяется перепад яркости в направлении, зависящем от выбора обнуляемых четвертей спектра.

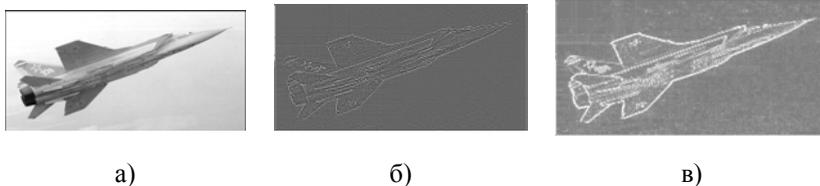


Рис. 1. Применение алгоритма цифрового ножа Фуко к полутоновым изображениям: исходное изображение (а); обратное преобразование Хаара с вырезанием I и III квадрантов (б); применение фильтра Робертса к преобразованному изображению (в)

Можно предположить, что использование цифрового аналога фазового манипулирования частотными компонентами обрабатываемого сигнального изображения обеспечивает столь же широкое функциональное многообразие, как и в случае когерентно-оптических и голографических систем пространственно-частотной фильтрации изображений.

Список литературы

1. Сороко Л.М. Гильберт-оптика. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981, 160 с.

П.В. ПАВЛОВ, А.Н. МАЛОВ¹, И.Э. ВОЛЬФ
 Военный авиационный инженерный университет, Воронеж
¹Иркутский государственный университет

ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ АВИАЦИОННЫХ ДЕТАЛЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассматриваются результаты, полученные в ходе проведения эксперимента по оценке состояния поверхностей авиационных деталей. Показано, что использование в качестве зондирующего пучка волнового фронта со спиральной фазовой поверхностью позволяет с более высокой точностью определять структуру исследуемого объекта, чем при использовании плоского волнового фронта.

При разработке и реализации дифракционных оптических элементов был открыт новый класс лазерных пучков – спиральные пучки. Эти пучки способны сохранять свою поперечную структуру при распространении и фокусировке с точностью до масштаба и вращения и имеют весьма разнообразную структуру распределения интенсивности [1, 2]. Данное свойство спиральных пучков представляет существенный интерес для лазерной диагностики.

Для получения большего объема данных по структуре объекта или при детализации формы рельефа целесообразно использовать зондирующие пучки со сложно структурированными волновыми фронтами, в том числе и со спиральной фазовой поверхностью [3]. Исследование нового метода, такого как спекл-оптический с применением спиральных пучков, для дефектоскопии элементов воздушных судов, является актуальным.

В ходе исследований был поставлен эксперимент по контролю фрагмента фонаря кабины истребителя. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

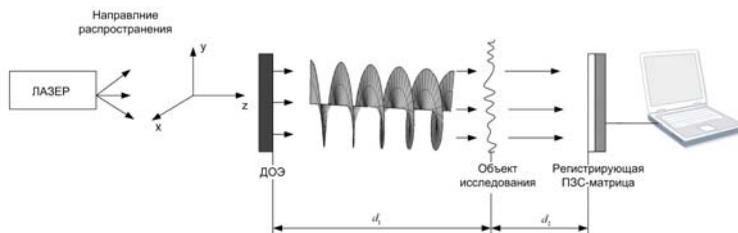


Рис. 1. Схема эксперимента

Для сравнения были выбраны два участка объекта, имеющие дефекты разной величины (первый дефект – шириной 0,5 мм, длиной 1,5 мм; второй – шириной 0,8 мм, длиной 2 мм). Результаты эксперимента представлены на рис. 2 и рис. 3.

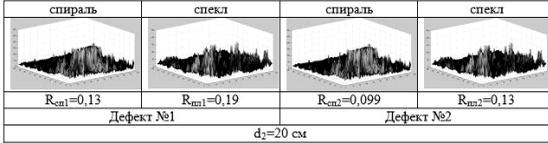


Рис. 2. Результаты (корреляционные функции и коэффициенты корреляции), полученные на первом этапе эксперимента ($d_2=20$ см)

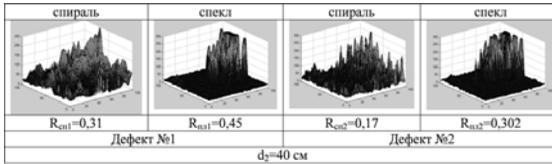


Рис. 3. Результаты (корреляционные функции и коэффициенты корреляции), полученные на втором этапе эксперимента ($d_2=40$ см)

Экспериментально установлено, что при корреляционной обработке зарегистрированных спекл-картин при зондировании спиральным пучком излучения, как на первом, так и на втором этапе эксперимента, величины коэффициентов корреляции ($R_{СП1}$ и $R_{СП2}$) меньше, чем при использовании плоского волнового фронта ($R_{ПЛ1}$ и $R_{ПЛ2}$):

$$\begin{aligned} R_{СП1} < R_{ПЛ1} \\ R_{СП2} < R_{ПЛ2} \\ R_{СП2} < R_{СП1} \end{aligned} \quad (1)$$

Результаты эксперимента (выражение (1)) доказывают и объясняют тот факт, что использование в качестве зондирующего излучения спирального пучка позволит с большей точностью определить наличие и параметры дефекта, расположенного не только на контролируемой поверхности, но и на некоторой глубине.

Список литературы

1. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А.Сойфера. М.: Физматлит, 2007.
2. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Спиральные пучки света // Успехи физических наук, 2004, т.174, № 12, с.1273-1300.
3. Павлов П.В., Вольф И.Э., Бородин А.Н., Малов А.Н. Спекл-диагностика с использованием спиральных и сингулярных зондирующих пучков // В кн. Научная сессия МИФИ-2009: Сб. науч. тр. М.: МИФИ, 2009. с.123–124.

А.В. КРАЙСКИЙ, Т.В. МИРОНОВА

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСТОРСИОННЫХ И ХРОМАТИЧЕСКИХ ИСКАЖЕНИЙ ОБЪЕКТИВОВ КОРРЕЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Корреляционный метод использован для сравнения виртуального калибровочного объекта и его цифровых изображений, полученных с помощью исследуемых объективов. Тем самым получены полные матрицы смещений точек изображений относительно оригинала (то есть характеристики дисторсии объективов) для всего поля зрения. Определены матрицы дисторсии и характеристики хроматических искажений для ряда объективов и цифровых фотоаппаратов.

Для калибровки фотокамеры в отношении геометрических искажений авторами предложен корреляционный метод [1, 2]. Делается снимок известного случайного плоского бинарного калибровочного объекта. Корреляционным методом находятся четыре пары точек соответствия на снимке и на калибровочном объекте, что дает восемь необходимых коэффициентов для исключения проективных. После этого путем корреляционной обработки можно получить величину и ориентацию смещения любой малой области снимка относительно соответствующей области калибровочного объекта. При обработке скользящим окном можно получить значения смещений в каждой точке снимка, чтобы затем использовать эту матрицу для компенсации искажений снимков, полученных с помощью данной оптической системы. При этом смещение вычисляется с точностью существенно меньшей размера пикселя в фотографическом изображении. После этого фотокамеру можно использовать как метрическую.

Был прокалиброван ряд цифровых фотоаппаратов и сменных объективов. Съёмка проводилась «с руки», оптическая ось камеры была приблизительно перпендикулярна плоскости объекта. Для различных значений фокусных расстояний получены матрицы сдвига.

У объективов с фиксированным фокусным расстоянием искажения очень малы (0,25% - 0,6%), кроме широкоугольного объектива Эра 6М (1,9%). У объективов с перестройкой фокуса и у фотоаппаратов со встроенными объективами искажения находятся в диапазоне 2% - 4,5% (кроме объектива Гранит 11м – 0,6%). При увеличении фокусного расстояния объектива искажения резко уменьшаются, и для большинства

объективов дисторсия уменьшается до нуля, а затем становится подушкообразной.

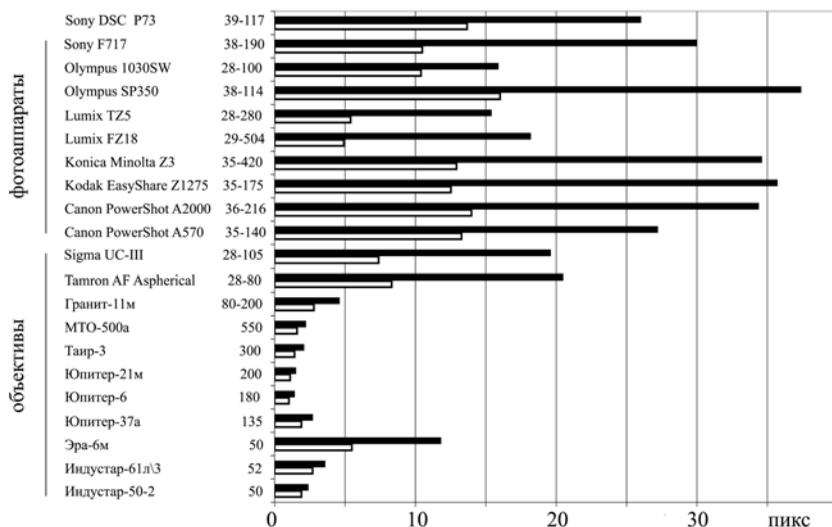


Рис. 1. Максимальные значения искажений (при минимальном фокусном расстоянии для объективов с ПФ). Белые линии – по данным без учета масштаба. Черные линии – после восстановления масштаба. Ширина кадра 1280 пикселей

По взаимной корреляции содержимого цветочных каналов изображения черно-белого объекта определяется величина рассогласования изображений в коротковолновой и длинноволновой частях спектра, то есть степень хроматической аберрации оптической системы фотокамеры. Для абсолютного большинства смещение красного и синего изображений максимально в углах кадра и не превышает долей пикселя.

Список литературы

1. Крайский А.В., Миронова Т.В. Способ калибровки оптической системы. Заявка на получение патента РФ на изобретение от 17.04.2008 рег №2008114699. Патент на изобретение №2381474. Зарегистрировано в государственном реестре изобретений РФ 10 февраля 2010 г.
2. Крайский А.В., Миронова Т.В. Калибровка оптической системы корреляционным методом. Краткие сообщения по физике ФИАН, М., 2008, №8, с.14-24.

И. А. ЛЕВИН

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

МЕТОДЫ КОРРЕКЦИИ ХРОМАТИЗМА ИЗОБРАЖАЮЩИХ СИСТЕМ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Исследованы возможности использования оптических пластмасс при расчете дифракционно-рефракционного корректора (ДРК), предназначенного для исправления продольного хроматизма оптических систем, работающих в видимом и ближнем ИК-диапазонах.

Существующие в настоящее время методики коррекции хроматизма рассчитываемых оптических систем предполагают использование оптических материалов с особым ходом дисперсии. При этом проблема как в ограниченности выбора и высокой стоимости особых стекол, так и в том, что исправление вторичного, и тем более третичного спектров, достигаются при весьма больших кривизнах поверхностей линз, что приводит к высокому уровню монохроматических aberrаций и, в конечном счете, ограничивает достижимые световые диаметры.

В то же время известно, что при ограниченном выборе оптических материалов любая степень коррекции хроматизма рефракционно-линзовых оптических систем может быть достигнута за счет использования дифракционных линз (ДЛ).

Сочетание требований низкой стоимости и весьма высоких оптических характеристик наукоемких, но при этом массово производимых приборов, обуславливает целесообразность изготовления элементов их оптических систем из пластмасс. Действительно, современные методы формообразования на основе прецизионной штамповки позволяют легко тиражировать пластмассовые линзы с асферическими преломляющими поверхностями и, кроме того, при необходимости штамповать эти поверхности с дифракционным микрорельефом. Сочетание же асферических преломляющих поверхностей с ДЛ позволяет, одновременно с коррекцией монохроматических aberrаций и хроматизма первого порядка, эффективно корректировать сферохроматизм [1].

В настоящей работе приводятся aberrационные характеристики фотообъективов с различной степенью коррекции продольного хроматизма, за счет ДРК рефракционные линзы которого выполнены из оптических пластмасс.

В видимом диапазоне, т.е. в интервале ограниченном синей F– и красной C–линиями водорода, благодаря небольшой величине вторичного

спектра представляется возможным ограничиться ахроматизацией, обеспечивающей равенство задних отрезков системы на крайних длинах волн выбранного спектрального диапазона.

Рассчитанный план-ахромат, с фокусным расстоянием $f' = 3,7$ мм при относительном отверстии 1:2,4 и в пределах углового поля $2\omega \leq 60^\circ$ обеспечивает разрешение 135 мм^{-1} при контрасте не ниже 0,5. Остаточный хроматизм положения в диапазоне от $\lambda_F = 0,48613$ мкм до $\lambda_C = 0,65626$ мкм не превышает 6,61 мкм, а модуль дисторсии – меньше 1%.

В более широком спектральном интервале, охватывающем видимый и ближний ИК-диапазоны, исключить влияние первичного хроматизма на разрешающую способность объектива позволяет уже только апохроматизация. Она призвана обеспечить равенство задних отрезков системы на трех длинах волн: $\lambda_{\min} = 0,4$ мкм, $\lambda_d = 0,58756$ мкм, $\lambda_{\max} = 0,9$ мкм. Рассчитанный план-апохромат, с фокусным расстоянием $f' = 3,7$ мм, при относительном отверстии 1:2,4 обеспечивает разрешение 100 мм^{-1} при контрасте не ниже 0,5 в пределах углового поля $2\omega \leq 60^\circ$. Остаточный хроматизм положения в диапазоне от $\lambda_{\min} = 0,4$ мкм до $\lambda_{\max} = 0,9$ мкм не превышает 6,9 мкм, а модуль дисторсии – меньше 1%.

Суперахроматическая коррекция (исправление третичного спектра) предполагает устранение хроматизма положения для четырех длин волн заданного спектрального диапазона и направлена на достижение равенства задних отрезков на этих длинах волн. Суперахроматизация осуществлялась в спектральном интервале от $\lambda_{\min} = 0,4$ мкм до $\lambda_{\max} = 0,9$ мкм. Промежуточные длины волн: $\lambda_1 = (\lambda_{\max} + 2\lambda_{\min})/3$; $\lambda_2 = (\lambda_{\min} + 2\lambda_{\max})/3$. Рассчитанный суперахромат, с фокусным расстоянием $f' = 3,7$ мм, при относительном отверстии 1:2,4 обеспечивает разрешение 100 мм^{-1} при контрасте не ниже 0,5 в пределах полевого угла $2\omega \leq 60^\circ$. Остаточный хроматизм положения в диапазоне от $\lambda_{\min} = 0,4$ мкм до $\lambda_{\max} = 0,9$ мкм менее 3,5 мкм, а модуль дисторсии не превышает 0,3%.

Работа выполнена при поддержке министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук (шифр «2010-1.2.1-102-018») по теме: «Фокусирующая и изображающая дифракционная оптика полихроматического излучения» (шифр заявки «2010-1.2.1-102-018-033»).

Список литературы

1. G.I. Greisukh, E.G. Ezhov, I.A. Levin, S.A. Stepanov Design of achromatic and apochromatic plastic microobjectives // Applied Optics. 2010. V.49, № 23. P.4379–4384.

Н.В. ПЕТРОВ, В.Г. БЕСПАЛОВ, Е.А. МАКАРОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ СУПЕРКОНТИНУУМА

Развит подход к решению фазовой проблемы с помощью метода многоспектральной цифровой спекл-фотографии. При помощи численного моделирования и в результате эксперимента продемонстрировано восстановление волнового фронта по распределениям интенсивностей, сформированным спектральными компонентами излучения суперконтинуума в диапазоне длин волн 620-800 нм. Обсуждается несколько возможных схем выделения узких спектральных линий излучения суперконтинуума для записи на них спекл-картин.

При регистрации распределений интенсивности в изображении объекта фазовая информация в волновом фронте теряется. Информация о фазе волнового фронта зарегистрированного сигнала позволяет полностью восстановить волновой фронт, и тем самым получить полную информацию о параметрах исследуемого объекта. Методы, основанные на использовании итерационной процедуры восстановления фазы, позволяют исключить опорную волну из схемы записи и являются наиболее легкими с точки зрения практической реализации, обладают меньшей чувствительностью к нестабильностям системы и внешним воздействиям. Регистрация нескольких различных распределений интенсивностей спекл-полей, по мере изменения одной из физических величин, имеющих в уравнении распространения волн, используемого в итерационной процедуре, гарантирует единственность, точность и быструю сходимость восстановленной фазы. Такими изменяемыми физическими величинами могут быть: расстояние от объекта до плоскости регистрации [1], степень фокусировки [2], длина волны излучения.

Целью данной работы являлось развитие метода, использующего вариацию длины волны излучения. Ранее была продемонстрирована возможность восстановления волнового фронта с использованием трех RGB-длин волн [3], записанных за одну экспозицию, а так же при изменении двух величин: расстояния и длины волны. В данной работе произведено восстановление волнового фронта от спекл-картин,

сформированных спектральными компонентами излучения суперконтинуума. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

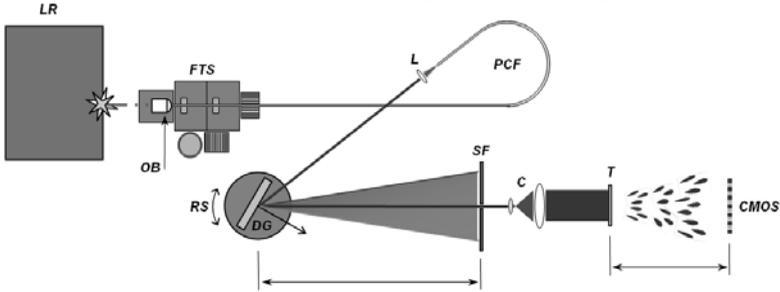


Рис. 1. Схема эксперимента. *LR* – Er³⁺ лазер, *OB* – микрообъектив, *FTS* – трехкоординатная подвижка, *PCF* – микроструктурированное волокно, *L* – коллимирующая линза, *DG* – дифракционная решетка, *RS* – вращающаяся подвижка, *SF* – частотный фильтр, *C* – коллиматор, *T* – исследуемый транспарант, *CMOS* – регистрирующая матрица

Излучение второй гармоники Er³⁺ фемтосекундного волоконного лазера ($\lambda = 780$ нм, длительность импульса ~ 130 фс, мощность излучения 47 мВт) посредством трех координатной подвижки через микрообъектив подавалось в микроструктурированное волокно с кварцевой серединой, в котором образовывалось излучение суперконтинуума. С помощью вращающейся дифракционной решетки и частотного фильтра последовательно выделялись спектральные компоненты, с полушириной 1-2 нм, которые расширяясь в коллиматоре, освещали амплитудный тест-объект, в роли которого использовался микрофильм с логотипом «ITMO». Регистрация проводилась на матрицу фотоаппарата Canon EOS 450D (размер пикселя 5,1 мкм) на расстоянии 83 мм от объекта. Различия в интенсивности выделенных спектральных компонент компенсировались выбором времени экспозиции при регистрации. Итерационный алгоритм, использовавшийся для восстановления изображения объекта, описан в [3]. Результат восстановления представлен на рис. 2.

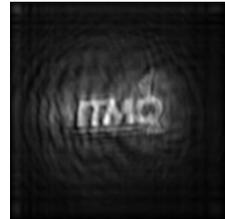


Рис. 2. Результат

Список литературы

1. P.F. Almoró, G. Pedrini, W. Osten // Appl. Opt., V.45, P.8596–8605, 2006.
2. L.J. Allen, M.P. Oxley // Opt. Commun. 199(1-4), P.65–75, 2001.
3. N.V. Petrov, V.G. Bespalov, A.A. Gorodetsky // Proc. of SPIE, V.7387, 73871T. 2010.

А.П. ЛАВРОВ, М.Ю. ПУЛИН

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ФУРЬЕ-ПРОЦЕССОРА СИГНАЛОВ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ. ПРИМЕНЕНИЕ ПАКЕТА GLAD

Цель работы – численный расчет распределений оптической волны в разных плоскостях оптического процессора сигналов линейной антенной решетки с применением современных специализированных программных средств – пакета GLAD, и изучение основных качественных характеристик процессора.

Линейная антенная решетка при совместной обработке сигналов составляющих ее приемных антенн позволяет определять угловые положения и частоты источников радиоизлучения, находящихся в ее дальней зоне. При большом числе разрешимых точек по угловому положению Na и по частоте Nf и необходимости параллельной работы всех $Na \times Nf$ каналов процессора одним из вариантов его реализации является когерентный Фурье-процессор – схема Ламберта (L. Lambert). Она привлекла внимание многих авторов и исследовалась как теоретически, так и экспериментально [1, 2]. Работа процессора основана на применении многоканального акустооптического модулятора (АОМ) в качестве устройства ввода принимаемых широкополосных радиосигналов и их совместной обработке в двумерном оптическом Фурье-процессоре. При акустооптическом взаимодействии вся информация о радиосигнале – амплитуде, частоте, фазе – переносится на дифрагированную оптическую волну. Поэтому в задней фокальной плоскости процессора с многоканальным АОМ формируется оптическое распределение, отражающее частотно-фазовые соотношения в обрабатываемых сигналах. Фактически в процессоре восстанавливается в оптическом виде принятый антенной решеткой волновой фронт и формируется поле, соответствующее дальней зоне решетки.

Для подробного исследования работы процессора нами использовался пакет GLAD фирмы Applied Optics Research (США), предназначенный для детальных разнообразных расчетов сложных оптических систем, использующих лазерное излучение [3]. GLAD позволяет сформировать разнообразные амплитудно-фазовые распределения (АФР) на плоскости и пересчитать их при распространении излучения, учитывая действие установленных различных оптических элементов и многое другое. Были

рассчитаны АФР в выходной фокальной плоскости при обработке сигналов разного числа источников с разными углами прихода волны, частотами, при наличии шумов и др. АОМ рассматривался в режиме дифракции Рамана-Ната. Для примера на рис. 1 показано выходное распределение (вся выходная плоскость процессора), когда в дальней зоне антенны на нормали к ней (при $\theta=0$) находится один источник гармонического сигнала с нормированной частотой 120. Ось x соответствует угловой координате θ : $x = F(d \sin \theta / \lambda r)(\lambda / l)$, а ось y – частоте f радиосигналов: $y = F(\lambda / V)f$. Здесь F – фокусное расстояние Фурье-линзы; θ – угол источника радиоизлучения относительно нормали к антенне, d – расстояние между элементами антенной решетки; l – расстояние между каналами АОМ; λr и λ – длины радио- и оптической волн; V – скорость акустической волны в АОМ. Для практического использования процессора выбирается зона -1-го (или +1-го) дифракционного порядка и в ней один – центральный интерференционный лепесток. Рис. 2 демонстрирует частотное разрешение: сечение выходного распределения вдоль оси y для двух источников на оси антенны с частотами 120 и 122. Рис. 3 показывает выходное распределение (отклики 1..4, слева направо) для случая 4 гармонических источников с амплитудами 0,7, 0,5, 1, 0,7, частотами 110, 112, 120, 125, находящиеся под углами 0, 0, -20 и +30 градусов к нормали антенны, соответственно.

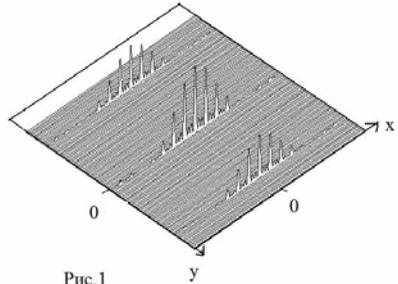


Рис.1

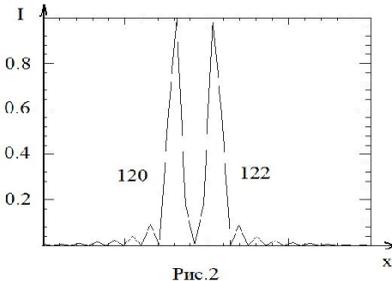


Рис.2

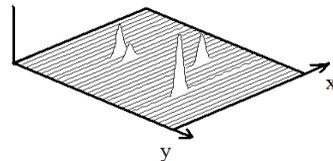


Рис.3

Список литературы

1. Применение методов Фурье-оптики / Под ред. Г.Старка. М.: Радио и связь, 1988. 536с.
2. Воскресенский Д.И., Гринев А.Ю., Воронин Е.Н. Радиооптические антенные решетки. М.: Радио и связь. 1986. 239 с.
3. Web page: www.aor.com.

Ю.Н. ЗАХАРОВ, О.А. МОРОЗОВ, А.П. ЩЕБЕНТОВСКИЙ
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ КАЛЬЦИЕВЫХ СИГНАЛОВ МЕТОДОМ АППРОКСИМАЦИИ ГАУССОВЫМИ КУПОЛАМИ

Разработанные алгоритмы определения начального приближения при аппроксимации гауссовыми куполами кальциевых сигналов нейроимиджинга позволяют получать хорошее соответствие аппроксиманта с входным сигналом. Это дает возможность использовать параметры гауссовых куполов в качестве искоемых временных характеристик кальциевых сигналов.

В ходе выполнения исследований кальциевой активности нервных клеток методом оптического имиджинга приходится работать с большим объемом экспериментальных данных, имеющих свой вид при воздействии определенных факторов. Типичным результатом оптического имиджинга является временная серия изображений флуоресценции кальциевого красителя, загруженного в клетки изучаемой ткани.

Экспериментальные данные нейроимиджинга представляют собой записи кальциевой активности нейронов и глиальных клеток, полученных с различным пространственным и временным разрешением. Представляют интерес записи активности нейронов, как спонтанной так и стимулированной электрически или химически.

Таким образом, возникает проблема систематизации (классификации) большого количества накопленных экспериментальных данных. Для такой классификации необходимо выделить из исходных данных некоторые характеристики (в идеале - ортогональную систему), позволяющие идентифицировать различные паттерны активности. Началом такой классификации может служить получение статистических распределений временных параметров кальциевых сигналов: времени нарастания и времени спада нервного импульса, периода кальциевых осцилляций.

Для автоматизации обработки экспериментальных данных нейроимиджинга разработано программное обеспечение, позволяющее автоматически определять временные параметры каждого кальциевого импульса, и по полученным данным строить статистические распределения этих параметров на гистограмме.

Нейроны и глиальные клетки имеют различную форму сигналов, поэтому для каждого типа клеток разработаны свои алгоритмы

определения временных параметров, учитывающие особенности их активности.

Определение временных параметров кальциевых сигналов производилось методом аппроксимации исходного сигнала аналитической функцией. Для кальциевых сигналов нейронов с низким временным разрешением в качестве такой функции использовался гауссов купол. Параметры функции, которой удалось аппроксимировать входной сигнал, принимаются за искомые временные параметры сигналов функционирования нейронной сети.

Задача аппроксимации входного сигнала сводилась к минимизации функционала квадратичной невязки входного сигнала и аппроксиманта [1, 2]. При таком подходе имеется хорошо известная проблема – этот функционал является многоэкстремальным, поэтому правильность решения зависит от выбора начального приближения. Поэтому особое внимание в работе уделено выбору начальных приближений для различных типов входных сигналов.

Результат аппроксимации входного сигнала кальциевой активности глияльных клеток представлен на рис. 1, где серым цветом обозначен входной сигнал, черным – результат аппроксимации.

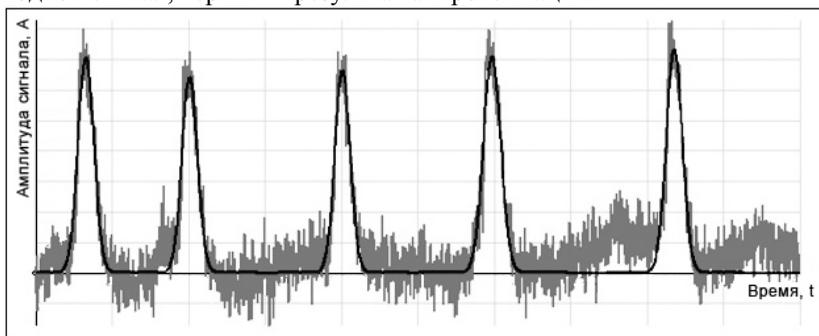


Рис. 1. Аппроксимация сигнала кальциевой активности гауссовыми куполами

Хорошее соответствие аппроксиманта входному сигналу позволяет считать параметры аппроксиманта искомыми временными характеристиками. Стабильность работы данного алгоритма позволяет его успешно применять на практике для получения временных параметров кальциевых сигналов.

Список литературы

1. Бендат Д., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М: Мир, 1989, 358с.
2. Банди Б. Методы оптимизации. Вводный курс. М: Радио и связь, 1988, 23с, 36с.

А.Ю. БЫКОВСКИЙ¹, Б.Ю. РАГЕР

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МОДЕЛИ СЦЕНЫ И МАРШРУТИЗАЦИИ АГЕНТА, ФОРМИРУЕМЫЕ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СЕНСОРОВ

Предлагается метод выбора маршрута аппаратного агента в сцене, комбинирующий известный волновой алгоритм поиска кратчайшего пути с приближенной нечетко-логической моделью описания размеров и местоположения объектов сцены, формируемой с помощью фронтальной 2D сетки оптических измерений.

Сетецентрические модели совместной работы людей и беспилотных роботизированных устройств [1] предполагают коллективное использование знаний, собираемых распределенными по сцене фотоприемными матрицами и отдельными сенсорами. При этом быстрое формирование достаточно точной и полной картины объектов для маневрирования в реальной 3D сцене представляет весьма сложную задачу, поскольку для описания сцены используются сенсорные данные с 2D сеток (разверток) сигналов фотоприемных матриц, сканеров и лидаров. Кроме того, ограничения в возможности использования роботами лазерной подсветки дополнительно усложняют задачу распознавания препятствий и локального позиционирования агентов при наличии помех.

Задача данной работы заключалась в разработке методики проверки корректности приближенной модели сцены, формируемой с помощью сетки оптических измерений и тестируемой путем маневрирования мобильного агента в сцене, содержащей целевые объекты и препятствия. При этом был необходим алгоритм выбора маршрута, удобный для совместной работы с корректируемым набором нечетко-логических правил “Если...То...”, описывающих размеры и местоположение целевых объектов и препятствий.

В предлагаемом методе управления перемещением агента был использован известный алгоритм фронта волны [2], осуществляющий формирование фронта и прокладывание кратчайшей трассы. На первом этапе реализации методики результаты измерений фронтальной 2D сетки данных модельного оптического сканера используются для формирования

структуры четких и нечетких признаков объектов сцены. Далее агентом составляется дискретная структура (граф $G(V, X, Y)$) допустимых значений координат X, Y . Для этого выделяется ограниченное множество допустимых вершин графа с потенциально приемлемыми парами координат. Их отбор осуществляется методами не двоичной логики, с помощью исходно заданных наборов нечетко-логических правил “Если...То...”, описывающих правила объезда ожидаемых препятствий и контакта с целевыми объектами. Далее, для поиска кратчайшего пути в ориентированном графе обычными алгебраическими методами вычисляются и суммируются расстояния $D = |X_i - X_b| + |Y_i - Y_b|$, где (X_i, Y_i) - координаты точки окрестности, (X_b, Y_b) - координаты конечного элемента.

Предлагаемый алгоритм позволяет:

- работать с координатами сцены с помощью операций сравнения расстояний (больше/меньше), максимально приближенным к логическим операторам не двоичной и многозначной логики, используемых в других подсистемах аппаратного агента,
- задавать для сетки измерений оптических сенсоров наборы значений координат с изменяемым шагом, обеспечивая возможность коррекции точности вычислений маневра адекватно текущей ситуации,
- работать с заведомо неполными данными о расположении объектов (например, если одно препятствие частично закрывает собой другое),
- делать построение контурной модели отдельных объектов сцены, не используя геометрических моделей реконструкции формы объектов, сопряженных с громоздкими матричными вычислениями,
- проводить обучение агента путем корректировки функций принадлежности и наборов нечетких правил.

Общие алгоритмы работы мобильного агента и управляющего им вышестоящего по иерархии агента, а также временная синхронизация их подсистем базируются на ранее предложенной архитектуре [3] агента с защищенными каналами связи и структурой памяти.

По предварительным оценкам авторов, комбинация волнового алгоритма и приемов приближенного нечеткого моделирования местоположения объектов может оказаться полезной не только для роботов макроскопического размера, но и пространственного позиционирования приводов в современных микротехнологиях.

Список литературы

1. Интеллектуальные роботы. Под ред. Е.И. Юревича, М., Машиностроение, 2007.
2. <http://algolist.manual.ru/> Волновой алгоритм.mht.
3. A.L. Antipov, A.Yu. Bykovsky, N.A. Vasiliev, A.A. Egorov Protected query coding in multi-agent optoelectronic system, Optical memory and neural networks, 2007, V.16, N4, p.211.

К.А. КРАСНОВА, М.Г. КУЗЬМИНА¹,
Е.С. ГРИЧУК, Э.А. МАНЬКИН

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва*

ВЫДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИ ПОДОБНЫХ ФРАГМЕНТОВ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ СЕТЕЙ

Работа посвящена созданию метода выделения геометрически подобных фрагментов изображений на основе явления синхронизации в осцилляторных сетях. Была предложена модель трехмерной осцилляторной сети, позволяющая выделять геометрически подобные фрагменты зрительной картины. Параметрами выделения различных структур в модели являются частоты осцилляторов.

В области компьютерного зрения существует и успешно развивается большое количество традиционных методов обработки изображений. Несмотря на это, большой интерес исследователей прикован также и к нейроморфным методам, основанным на имитации нейробиологических процессов в нейронных структурах мозга. Эти методы обладают рядом преимуществ, такими как: гибкость, адаптивность, возможность работы с нечёткими и зашумленными изображениями, параллельность обработки информации.

Основная цель данной работы заключается в построении биологически мотивированной модели нейросети из нелинейных динамически взаимодействующих осцилляторов для выделения геометрически подобных фрагментов изображений.

Основная идея созданной модели состоит во введении нескольких базовых структур, каждой из которых ставится в соответствие определенная частота осцилляторной сети. Если фрагмент изображения достаточно близок к базовой структуре, то соответствующая фрагменту группа осцилляторов будет совершать колебания с характерной частотой. При переходе сети в состояние кластерной синхронизации осцилляторы, принадлежащие к одному и тому же типу структур, синхронизируются, и соответствующий им фрагмент изображения будет выделен как целое.

Модель представляет собой трёхмерную сеть релаксационных осцилляторов с управляемым предельным циклом. Сеть имеет колончатую архитектуру. Осцилляторы сети расположены в узлах трёхмерной решетки так, что каждому пикселю изображения соответствует одна колонка осцилляторов. Главными характеристиками

осциллятора являются амплитуда A_{ij}^k и частота ω_k . Частота ω_k одинакова для всех осцилляторов k -слоя. Амплитуда осциллятора рассчитывается на основе параметров соседних осцилляторов (в пределах радиуса r) с помощью весовых коэффициентов W_{ij}^k , зависящих от типа базовой структуры. Если осциллятор с координатами (i, j, k) находится в центре базовой структуры, его амплитуда A_{ij}^k определяется выражением

$$A_{ij}^k = J_{ij} W_{ij}^k \sum_{i'=i-r}^{i+r} \sum_{j'=j-r}^{j+r} J_{i'j'} W_{i'j'}^k,$$

где J_{ij} — яркость пикселя с координатами (i, j) . Когда осциллятор не находится в центре, проходим по всем осцилляторам в радиусе r от (i, j, k) и определяем амплитуду как максимальную:

$$A_{ij}^k = \max J_{ij} W_{ij}^k \sum_{i'=i-r}^{i+r} \sum_{j'=j-r}^{j+r} J_{i'j'} W_{i'-n+r+1, j'-m+r+1}^k,$$

$$n \in [i-r, i+r], m \in [j-r, j+r].$$

Таким образом, осцилляторы, соответствующие пикселям элементов, аналогичных базовым, получают большие значения амплитуд, а остальные — близкие к нулю. При этом в каждом слое останутся только базовые элементы, в одном слое — только один тип элементов. Далее слои можно просуммировать и получить изображение, состоящее только из заданных базовых элементов.

Данный метод в перспективе может быть применен в системах опознавания, а также для создания систем искусственного зрения. В дальнейшем планируется развитие метода по следующим направлениям: увеличение количества и усложнение базовых структур, возможность варьирования масштаба базовых структур.

Список литературы

1. Кузьмина М.Г., Манькин Э.А., Сурина И.И.. Осцилляторная сеть с самоорганизованными динамическими связями для сегментации изображений // Нейрокомпьютеры, 4, 34, 2004.
2. Grichuk E.S., Kuzmina M.G., Manykin E.A. Oscillatory network for synchronization-based adaptive image segmentation // Proc. of IEEE World Congress on Computational Intelligence 2006, 8962, 2006.
3. Grichuk E.S., Kuzmina M.G., Manykin E.A. Network of coupled stochastic oscillators and one-way quantum computations // World Academy of Science, Engineering and Technology, 69, 484, 2010.

П.А. ИВАНОВ

Ярославский государственный технический университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ МАСЕ-ФИЛЬТРОВ В ЗАДАЧАХ КОРРЕЛЯЦИОННОГО РАЗЛИЧЕНИЯ ОБЪЕКТОВ

В работе исследуются инвариантные корреляционные фильтры с минимальной средней энергией корреляции (МАСЕ), которые используются для различения изображений объектов, подвергнутых геометрическим преобразованиям поворота, изменения масштаба и сдвига. Приводятся данные моделирования на ПЭВМ распознавания изображений с помощью фильтров указанного типа.

Весьма перспективным подходом к решению задач распознавания изображений является применение возможностей оптоэлектроники. Одним из решений подобного класса задач является применение оптико-электронных корреляторов изображений [1]. В таких устройствах распознавание производится на основе вычисления корреляции входного изображения с эталоном (т.е. изображением, в состав которого входит полная информация обо всех объектах, которые необходимо распознать в случае наличия таковых во входных данных), после чего анализируются свойства выходного сигнала коррелятора. В случае наличия в выходном сигнале пиков, превышающих некоторое заранее заданное пороговое значение, говорят о распознавании входного изображения (или наличии распознаваемого объекта в поданной на вход коррелятора сцене).

В связи с этим, естественно, крайне важное значение приобретает вопрос о выборе эталонного изображения. К сожалению, применение наиболее простого, так называемого "традиционного" метода, при котором в качестве эталона используется изображение самого распознаваемого объекта (соответствующего наилучшим условиям освещенности, отсутствию помех и т.п.), сопряжено с существенными трудностями [2]. Поэтому в настоящее время большой интерес вызывают методы корреляционного различения изображений, основанные на использовании в качестве эталона составного инвариантного корреляционного фильтра (далее КФ). На сегодняшний день существует большое количество алгоритмов построения инвариантных КФ различных типов.

В данной работе в качестве инвариантного КФ был использован фильтр с минимальной средней энергией корреляции (МАСЕ) [3]. Аналитический вид указанного КФ:

$$h = D^{-1} X (X^+ D^{-1} X)^{-1},$$

X – Фурье-преобразование матрицы исходного изображения,

D – диагональная матрица с элементами, равными квадрату амплитуды компонент Фурье-преобразования X ,

“+” – обозначает операцию транспонирования матрицы,

“-1” – обозначает операцию обращения матрицы.

В работе был проведен синтез на ПЭВМ и моделирование КФ МАСЕ с эталонным объектом типа “самолет” (рис. 1). В качестве среды моделирования был выбран программный пакет MatLab, как наиболее подходящий для указанных задач.

При моделировании был написан программный код, состоящий из нескольких вычислительных и вспомогательных модулей. Было проведено моделирование различения объектов относительно преобразований поворота, сдвига и изменения масштаба.



Рис. 1. Изображение распознаваемого объекта

Результаты моделирования показывают наличие острых корреляционных пиков и большой разброс значений абсолютных величин пиков, а также их неустойчивость относительно наличия помех во входном изображении.

Список литературы

1. Евтихийев Н.Н., Евтихийева О.А., Компанец И.Н., Краснов А.Е., Кульчин Ю.Н., Одинокоев С.Б., Ринкевичюс Б.С. Информационная оптика. Москва. Изд-во МЭИ. 2000.
2. Vijaya Kumar B.V.K. Tutorial survey of composite filter design for optical correlators. Appl. Opt., 31, p. 4773-4801, 1992.
3. Casasent D., Ravichandran G., Bollapragada S. Gaussian-minimum average correlation energy filters. Appl. Opt., vol.30, No.35, 1991, p.5176-5181.

Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, И.А. КУРБАТОВ,
Р.С. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСКРИМИНАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С ОПТИМИЗАЦИЕЙ ПАРАМЕТРОВ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПИКА

Приводятся результаты исследования дискриминационных свойств основных типов инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика.

Постановка задачи синтеза инвариантных корреляционных фильтров (КФ) как задачи оптимизации, обеспечивает возможность управления различными параметрами корреляционного пика – его шириной, высотой и т.п. – задавая их значения для изображений настроенного набора. При синтезе фильтра с минимальной средней энергией корреляции (МСЭК, minimum average correlation energy filter, MACE) минимизируется энергия в области корреляции, поэтому результатом его применения являются острые корреляционные пики [1]. КФ МСЭК оптимизированы только для изображений настроенного набора, распознавание зашумлённых и искажённых изображений с их помощью менее успешно; например, при решении задачи распознавания повернутых изображений пик неустойчив для промежуточных положений и т.п., КФ с максимальной высотой корреляционного пика (МВК, maximum average correlation high – MACH) [2] наоборот обладают большей толерантностью пика, но меньшей избирательностью. Для улучшения характеристик распознавания в КФ при синтезе может быть добавлена сглаживающая функция. Например, при добавлении при синтезе КФ МСЭК функции Гаусса [3] получается его модификация – МСЭК со сглаживающей функцией Гаусса (МСЭКГ, GMACE, gaussian MACE filter). При введении сглаживающей функции высота и узость пика в случае эталонных изображений на входе «приносятся в жертву» устойчивости к их возможным непредусмотренным искажениям; такой приём может быть использован в различных вариантах. Различные комбинации подобных базовых подходов используются при синтезе т.н. компромиссных КФ, позволяющих путём параметризации при синтезе контролировать свойства фильтра в зависимости от конкретной постановки задачи

распознавания. С целью сравнения свойств базовых типов КФ с оптимизацией параметров корреляционного пика было проведено математическое моделирование распознавания полутонных изображений с их использованием, результаты представлены в настоящей работе.

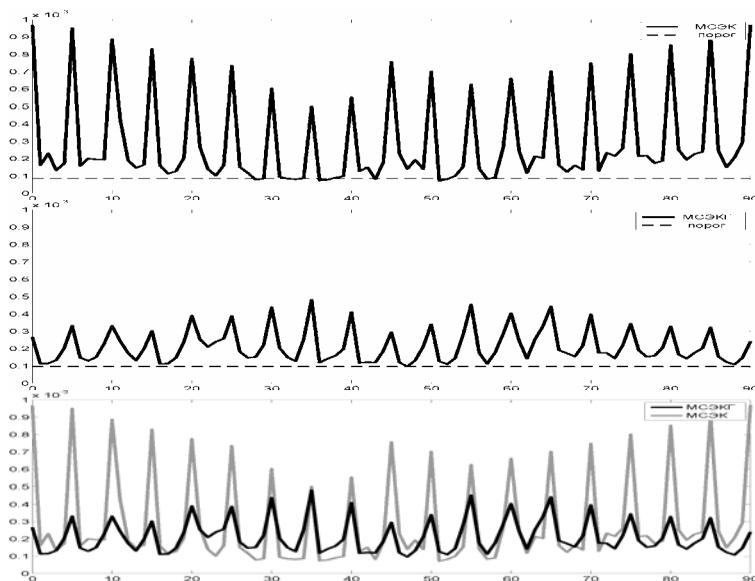


Рис. 1. Примеры дискриминационных характеристик КФ МСЭК и МСЭКГ – зависимости амплитуды корреляционного пика от угла поворота эталонного изображения на входе; порог выбран исходя из отклика на ложное изображение

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки РФ, а также при поддержке РФФИ.

Список литературы

1. Mahalanobis A., Vijaya Kumar B.V.K., Casasent D. Minimum average correlation energy filters // Appl. Opt., v.26, 1987, p.3633-3640.
2. Mahalanobis A., Vijaya Kumar B.V.K., Song S., Sims S.R.F., Epperson J.F. Unconstrained correlation filters // Appl. Opt., v.33, 1994, p.3751-3759.
3. Casasent D., Ravichandran G., Bollapraggada S. Gaussian MACE correlation filters // Appl. Opt., v.30, 1991, p.5176-5181.

А.В. СЮЙ, Е.А. АНТОНЫЧЕВА, Н.В. СИДОРОВ¹, А.Ю. ГАПОНОВ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

¹Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья

им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты

ТРЕХСЛОЙНАЯ СПЕКЛ-СТРУКТУРА В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Рассмотрена спекл-структура рассеянного излучения при прохождении когерентного излучения через фоторефрактивный кристалл ниобата лития. Предложена трехслойная модель рассеянного излучения.

В работе исследованы характеристики спекл-структур (индикатрисы рассеяния, распределение спекл-полей и интенсивностей) для конгруэнтных кристаллов ниобата лития, легированных “нефоторефрактивными” катионами, отличающихся низким эффектом фоторефракции. Такие исследования важны для создания материалов для преобразования частоты лазерного излучения и активных лазерных сред.

При воздействии на кристалл ниобата лития лазерного излучения видимого диапазона в кристалле (независимо от его состава) появляются флуктуирующие точки с флуктуирующим показателем преломления, и на экране наблюдается появление спекл-структуры [1]. В первоначальный момент времени облучения кристалла рассеяние света выглядит как единое центральное пятно в виде окружности. Скорость его появления, определяется, очевидно, скоростью распространения лазерного излучения в кристалле. Но, в первые же секунды облучения кристалла излучением лазера даже малой мощности (<30 мВт), на экране появляется спекл-картина в виде зернистой структуры в центре с четко выраженным лазерным треком. Эта спекл-структура имеет форму овала неправильной формы. С увеличением времени засветки спекл-структура меняет свою форму, контраст и интенсивность, а также происходит увеличение угла раскрытия индикатрисы рассеяния вследствие изменения показателя преломления. Форма индикатрисы рассеяния зависит от структуры кристалла, от поляризации излучения и геометрии эксперимента. Причем, угол раскрытия индикатрисы ФРПС достигает стационарного значения значительно быстрее при больших мощностях накачки, чем при низких мощностях. Раскрытие индикатрисы ФРПС наблюдается в виде «восьмерки», ориентированной вдоль полярной оси кристалла. При этом в положительном направлении полярной оси кристалла наблюдается

больший “лепесток”, а в отрицательном направлении – меньший. Оба лепестка имеют четко выраженную спекл-структуру, размеры зерен которой, различаются в зависимости от угла рассеяния света. При удалении от оси индикатрисы ФРПС зерна спекл-картины уменьшаются в размерах. При этом центральное пятно трансформируется в овал и приблизительно за минуту облучения монокристалла индикатриса ФРПС принимает форму симметрично расположенных “лепестков” с явно выраженным центром. По контуру центральных лепестков появляется спекл-структура меньшей интенсивности, состоящая из крупных, хаотически расположенных, зерен спекл-картины. Эта структура составляет второй слой и, соответственно – вторую разновидность спеклов. Крайний по периметру слой имеет зернистую спекл-структуру. Данный слой претерпевает значительные изменения по форме и углу раскрытия индикатрисы, связанные с увеличением мощности и длительности пропускания лазерного излучения через кристалл. Форма индикатрисы ФРПС принимает более четкую форму ассиметричной восьмерки с выраженными границами слоев спеклов. В связи с тем, что индикатрисы ФРПС, раскрывающаяся при облучении монокристалла лазерным излучением, не является единой, а имеет три разновидности спеклов, которые расположены последовательно друг за другом, она получила название трехслойной спекл-структуры.

Таким образом, в монокристалле ниобата лития имеет место поэтапное раскрытие трех слоев спекл-структуры. Центральное пятно индикатрисы ФРПС появляется практически мгновенно. Далее раскрывается второй слой, соответствующий ФРПС на статических дефектах, наведенных лазерным излучением [1] и только затем – третий слой, соответствующий ФРПС на флуктуирующих дефектах, также наведенных лазерным излучением. Вероятно, с повышением мощности возбуждающего излучения каждый слой спекл-структуры можно экспериментально наблюдать отдельно. При малых мощностях лазерного излучения должно наблюдаться только центральное пятно. Повышение мощности приводит к появлению второго слоя спекл-структуры. Третий слой спекл-структуры появляется при еще большем повышении мощности лазерного излучения.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по госконтрактам № 16.740.11.0317 и № 14.740.11.0698.

Список литературы

1. Максименко В.А., Стой А.В., Карпец Ю.М. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. М.: Физматлит, 2008. 96 с.

Р.В. РОМАШКО, Т.А. ЕФИМОВ¹*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
¹Дальневосточный федеральный университет, Владивосток*

РЕГИСТРАЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН С ПОМОЩЬЮ АДАПТИВНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Разработана и реализована система на основе адаптивного интерферометра, позволяющая бесконтактно регистрировать ультразвуковые волны в различных материалах, в том числе слабоотражающих и диффузно-рассеивающих.

Регистрация ультразвука является важной задачей при исследовании внутренней структуры материалов, выявлении скрытых дефектов [1].

В работе разработана и практически реализована система регистрации ультразвуковых колебаний, основу которой составляет адаптивный интерферометр с использованием динамических ортогональных голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле [2].

С помощью данного интерферометра исследовалось распространение ультразвуковых волн в различных материалах: алюминии, стали, эпоксидных смолах и полиамиде и др.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. В качестве источника ультразвуковых волн использовался пьезокерамический излучатель, колебания которого передавались исследуемому образцу. Волны, прошедшие через образец, вызывали колебания его поверхности, что приводило к модуляции фазы отраженного объектного луча. Демодуляция фазы отраженного луча происходила на динамической голограмме, сформированной

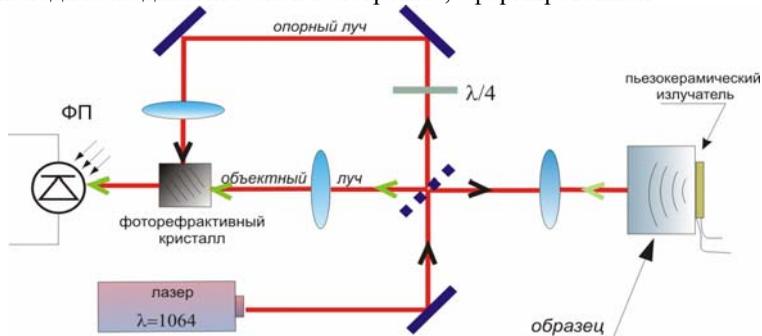


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

в фоторефрактивном кристалле [2]. Изменение интенсивности демодулированного излучения регистрировалось фотоприемником.

На рис. 2 представлены осциллограммы сигнала, принимаемого с поверхности образца алюминия толщиной 1 см, а также форма импульса возбуждающего колебания в исследуемом образце. Анализ результатов на рис. 2 позволяет рассчитать скорость ультразвуковой волны, которая в данном образце составила $5,2 \times 10^3$ м/с, что в свою очередь совпадает с известными значениями для этого материала.

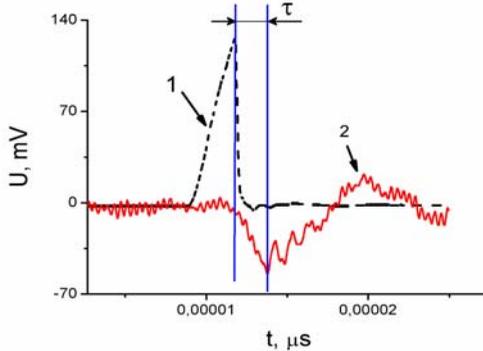


Рис. 2. Осциллограмма импульса возбуждающего колебания (1) и принимаемого фотодетектором сигнала (2) для образца алюминия толщиной 1 см

Полученные результаты демонстрируют эффективность применения методов адаптивной интерферометрии для построения лазерных систем неразрушающего контроля.

Список литературы

1. Mandelis A. Progress in photothermal and photoacoustic science and technology. N.Y.: Elsevier, 1993, v.2.
2. Adaptive Correlation Filter Based on Dynamic Reflection Hologram Formed in Photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{22}$ Crystal / R.V. Romashko, Yu.N. Kulchin, S.M. Shandarov, Yu.F. Kargin, V. Volkov // Opt. Rew. Vol. 12 No. 1 Jan/ Feb., 2005, P. 59 – 60.

Г.В. КУЛИКОВА, О.Ю. ПИКУЛЬ, П.С. АНДРЕЕВ,
В.И. СТРОГАНОВ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

СПОСОБ ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Две кристаллические плоскопараллельные пластинки с оптическими осями, лежащими в плоскости пластинок, позволяют управлять эллиптичностью и степенью поляризации широкополосного излучения.

В квантовой электронике и нелинейной оптике широкополосного незлазерного излучения в ряде случаев необходимо излучение с заданными поляризационными характеристиками (эллиптичностью, степенью поляризации). Для монохроматического лазерного излучения при задании степени поляризации обычно используются фазовые пластинки, изготовленные из оптического кристалла (например, полу- или четверть волновые пластинки). При необходимости получения эллиптически поляризованного излучения с определенной заданной эллиптичностью, требуется изготовить фазовую пластинку для заданной длины волны с заданной толщиной с прецизионной точностью. Изготовление таких пластинок является трудоемкой задачей. Положение еще более усложняется, если используется излучение широкополосное, например, в видимой области спектра (4000-7000 Å) от лазеров на растворах органических красителей.

Если в пучок лучей широкополосного излучения внести систему, состоящую из поляризатора – кристаллической плоскопараллельной фазовой пластинки определенной толщины (~1 – 2 мм) – анализатора, то прошедшее излучение будет промодулировано по спектру. Спектр будет состоять из чередующихся светлых и темных областей [1 - 3]. Все компоненты спектра линейно поляризованы. Если из системы убрать анализатор, то интенсивность выходящего излучения по спектру остается неизменной, а эллиптичность и степень поляризации прошедшего излучения периодически меняются по всему спектру, в таких же интервалах, что и интенсивность.

Так, например, для кристаллической пластинки MgF_2 (толщина 1,33 мм) период изменений порядка 100 Å. В области 100 Å эллиптичность равна нулю, затем увеличивается, достигая максимального значения и

начинает снова уменьшаться до нуля. Такие области повторяются по всему спектру.

Такое распределение эллиптичности и степени поляризации возможно использовать только для какой-либо специальной специфической задачи, а в общем случае, когда необходимо задать эллиптичность излучения в широкой области спектра не применимо.

Совсем иная картина наблюдается при одновременном использовании двух одинаковых пластинок, расположенных за поляризатором одна за другой. Вдоль нормали к пластинкам падает сколлимированный пучок широкополосного излучения. Эти пластинки можно поворачивать одновременно на угол θ . Особенностью данной системы является то, что направления оптических осей в этих пластинках взаимно перпендикулярны

По мере поворота двух пластинок на угол θ эквивалентная толщина изменяется от нуля до определенного значения. Спектр излучения (I/I_0), степень поляризации P и эллиптичность γ изменяются достаточно монотонно во всей используемой области. Например, изменяя угол θ , можно менять по спектру длину волны, соответствующую циркулярно поляризованному ($\gamma=0,78$) излучению. Для $\theta \geq 10^0$ возможен переход кривой эллиптичности через ось длин волн от положительных значений γ к отрицательным. Отметим, что толщина пластинок может быть любой, например, в пределах $1 \div 5$ мм. Измерение толщины пластинок при необходимости сохранения характера поляризационного спектра приводит к изменению значения θ . Пластинки могут быть изготовлены из любого оптического анизотропного кристалла.

Таким образом, поворачивая пластинки на определенный угол θ , можно управлять в значительных пределах распределением эллиптичности и степенью поляризации широкополосного излучения.

Данные особенности влияния двух кристаллических пластинок на поляризационные характеристики излучения целесообразно использовать в нелинейной оптике широкополосного излучения для выявления зависимости эффективности преобразования от степени поляризации, в физической оптике при проведении интерференционных экспериментов.

Список литературы

1. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова, Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко. Минск: Наука и техника, 1995. 168с.
2. Федоров Ф.И., Филиппов В.В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Минск: Наука и техника, 1976. 222 с.
3. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. М.: Физматгиз, 1961. 822 с.

А.А. КРАВЧЕНКО, А.П. БОЙЧЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ОПТОЭЛЕКТРОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ГАЗОРАЗРЯДНО-ФОТОГРАФИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА РАСТИТЕЛЬНЫХ ЭКОСИСТЕМ

Дается описание новых технических элементов, включенных в ранее разработанный газоразрядно-цифровой фотоаппарат для мониторинга растительных экосистем. Указываются их назначение и функции.

Настоящая работа является продолжением работы [1] и ставит цель в расширении технических возможностей ранее разработанного газоразрядно-цифрового фотоаппарата (ГЦФ) для мониторинга растительных экосистем. Новыми техническими элементами предлагаемой конструкции являются: ее дополнение видеокамерой черно-белого изображения с яркостной чувствительностью ПЗС матрицы до $3 \cdot 10^{-4}$ лк и фотоэлектронной системой для выделения и регистрации определенных участков спектра газоразрядного свечения листьев растений. Первый технический элемент служит для одновременного получения газоразрядных изображений (ГРИ) верхних и нижних сторон листовых пластинок, с помощью которых возможна оценка их яркостного коэффициента асимметричности, второй – для спектроскопии возбужденных разрядом атомов и/или молекул веществ в листьях, накопленных за время жизнедеятельности растительного организма. Кроме перечисленных элементов модернизации в ГЦФ предусмотрены светодиоды белого света, позволяющие получать оптические изображения листьев площадью до 15×15 см², с последующей их передачей по каналам радиосвязи (например, с помощью GPRS) и программно-компьютерной обработкой. Указанной площади визуализации (она не является предельной и при необходимости может быть увеличена или уменьшена) вполне достаточно для изучения и мониторинга растительных экосистем большей части произрастающих в России и Европе кустарников и деревьев без отделения листьев от материнского растения.

Схема модернизированного устройства представлена на рис. 1. Здесь 1 – видеокамеры с объективами 2 из «просветленной оптики», каналами электрического питания 3 и выходными видеоканалами 4; 5 – вращающиеся кассеты со светофильтрами 6; 7 – газоразрядные камеры, состоящие из оптического или кварцевого стекла 8 (в зависимости от задач исследований) с токопроводящим покрытием из SnO₂ 9;

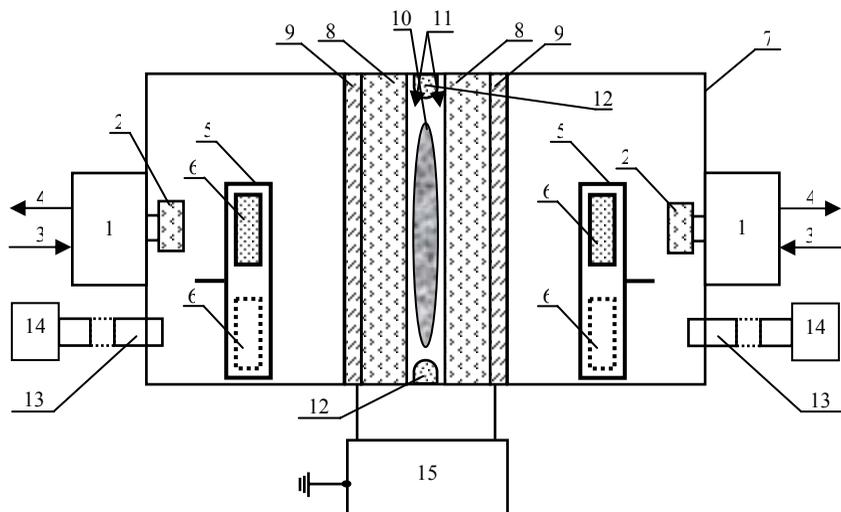


Рис. 1. Схема устройства макета модернизированного ГЦФ

10 – исследуемый лист растения, который со стеклами 8 образует газоразрядный промежуток 11, конструкция которого предусматривает различное газовое наполнение; 12 – светодиоды белого света для подсветки листьев и получения их оптических изображений; 13 – оптоволоконные световоды, состыкованные с фотокатадами ФЭУ 14; 15 – высоковольтный импульсный генератор для создания электрического поля в газоразрядном промежутке и возбуждения барьерного разряда. Отметим, что использование цветных видеокамер только для оценки геометрических характеристик листьев по их ГРИ нецелесообразно, т.к. максимум спектра излучения разряда занимает узкий диапазон в той или иной области оптического спектра шириной не более 130 нм [2]. Кроме того, порог яркостной чувствительности цветных видеокамер, в отличие от черно-белых, начинается лишь с 0,1 лк. Сказанное относится и к оптическим изображениям листьев.

Список литературы

1. Бойченко А.П., Савиновских Е.Г. Газоразрядно-цифровой фотоаппарат для визуализации растительных объектов // Тр. X Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». Ульяновск: УлГУ, 2008. С.177.
2. Бойченко А.П., Яковенко Н.А. Методика получения интегрального спектра излучения слаботоочного лавинного разряда с диэлектриком на электроде // Автотметрия. 2002. Т.38. №5. С.113–118.

А.П. БОЙЧЕНКО, Д.А. ГАВРИЛИН
Кубанский государственный университет, Краснодар

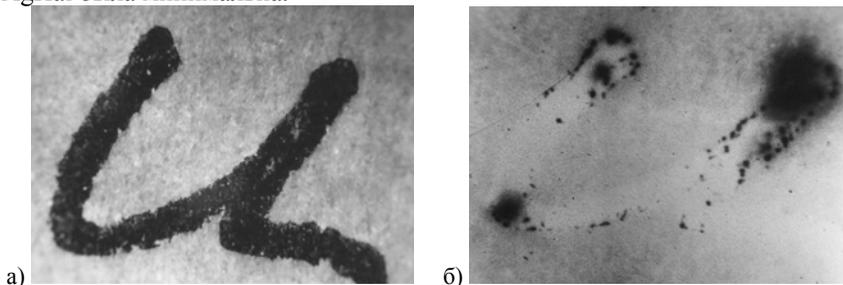
ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТА СОБСТВЕННОГО СВЕТОПОГЛОЩЕНИЯ ГАЛОГЕНСЕРЕБРЯНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЙ В КРИМИНАЛИСТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ БУМАЖНЫХ ДОКУМЕНТОВ

На основе эффекта собственного светопоглощения галогенсеребряных фотоэмульсий в УФ области спектра представлены первые результаты его применения в криминалистической диагностике текстов, написанных на бумажном носителе при их фотографировании в слаботочном газовом разряде. Демонстрируются перспективы использования этих материалов для диагностики.

Как известно, область собственного поглощения кристаллов галоидного серебра (AgHal) приходится на ближнюю УФ и фиолетовую область электромагнитного спектра [1]. Поэтому для фотографической регистрации газоразрядных процессов не требуются высокочувствительные фотоматериалы, сенсibilизированные к длинноволновому диапазону, и содержащие небольшое количество AgHal в фотоэмульсии, что было ранее нами использовано для газоразрядно-криминалистической диагностики (ГРКД) поддельных денежных купюр [2, 3]. Настоящая работа посвящена ГРКД текстов, написанных на бумажном носителе гелевой пастой черного цвета марки АИНАО DEL 0,5 1006. Регистрирующим газоразрядные изображения (ГРИ) материалом являлась широкоформатная AgHal фотопленка «Микрат-200», а исследуемым документом – текст со словом «Образец», написанный на бумаге для офисной техники «Снегурочка». Газоразрядное фотографирование (ГРФ) осуществлялось по методике и на ранее описанной установке в [2]. Кроме этого проводилось оптико-микроскопическое фотографирование отдельных букв текста со значимыми для криминалистической практики признаками. На рис. 1а и 1б представлены результаты перечисленных вариантов фотографирования.

Несмотря на то, что оптический метод не выявил каких-либо существенных неоднородностей в характере распределения гелевых чернил по волокнам бумаги, ГРИ букв написанного ими текста выглядят сильно неоднородными, что хорошо видно на примере негативного изображения буквы «ц». Ее верхняя часть в газовом разряде сформировалась темными пятнами, состоящими из множества слившихся друг с другом мелких точек различного диаметра и формы (результат

действия на фотоэмульсию отдельных электронных лавин). Остальная часть буквы имеет равномерный светлый оттенок по сравнению с общим фоном бумаги, неоднородности структуры которой также проявились на ГРИ. Выявленная закономерность указывает на то, что в этих местах гелевым красителем интенсивно поглощалось генерируемое разрядом УФ излучение, и его доля в поглощении фотоэмульсионными кристаллами AgHal была минимальна.



а) б)
Рис. 1. Оптико-микроскопическое (а) и газоразрядное (б) изображения буквы «ц»

Однако интенсивное горение разряда на концевых элементах рассматриваемой буквы трудно объяснить лишь оптическими эффектами. По-видимому, они еще связаны с электрическими, в частности, с формированием на этих местах высокой напряженности электрического поля, облегчающего пробой воздуха. Судя по оптической фотографии, на местах локализации разряда имеется повышенная концентрация красителя, так как в процессе написания некоторых букв русского алфавита приходится наносить краситель несколько раз по одному и тому же месту бумаги. Очевидно, что электрическая и химическая природа гелевого красителя способствуют усилению напряженности поля и локализации разряда, что надежно фиксируется AgHal фотоматериалом. Поэтому использование последних в качестве регистрирующих сред при ГРКД текстов, написанных на бумажном носителе гелевыми пастами, является перспективным.

Список литературы

1. Мейкляр П.В. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. М.: Наука, 1972. 400 с.
2. Бойченко А.П., Кроликов А.В. Газоразрядно-фотографическая экспресс оценка подлинности денежных купюр при их криминалистическом исследовании // Материалы Межд.конф. «Процессы и явления в конденсированных средах» Краснодар, 2005. С.149–166.
3. Кроликов А.В., Бойченко А.П. Разработка специального галогенсеребряного фотоматериала для криминалистического исследования документов газоразрядным методом // Сб. матер. 12 Всеросс. конф. студентов и молодых ученых. Новосибирск, 2006. С.126–128.

П.П. АН, М.А. ТАРХОВ, М.С. ЕЛЕЗОВ, А.Ю. КАЗАКОВ,
А.И. КАРДАКОВА, Б.М. ВОРОНОВ, Г.Н. ГОЛЬЦМАН
Московский педагогический государственный университет

ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ТОНКОЙ ПЛЁНКИ NbN

Нами измерен динамический диапазон (DR) сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD) на основе ультратонкой пленки NbN. Показано, что динамический диапазон SSPD ограничен темновыми срабатываниями при низких мощностях падающего излучения, с одной стороны, и разогревом детектора при больших мощностях, с другой.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор (superconducting single photon detector - SSPD), изготовленный из ультратонкой пленки NbN, обладает в совокупности рекордными характеристиками по сравнению с другими ИК-детекторами [1], и давно находит различные технические и научные применения [2, 3, 4, 5].

Исследуемые нами устройства изготовлены из ультратонкой (~4нм) сверхпроводниковой пленки NbN, чувствительный элемент которых представляет собой полосу шириной ~100нм, свернутую в меандр типичные размеры которого 10×10μм, и согласованного с 50Ω коаксиальной линией.

Одной из важных характеристик однофотонного детектора является его динамический диапазон. т.е. та область мощностей падающего излучения, при которой детектор работает в однофотонном режиме [6]. Нами был исследован динамический диапазон SSPD на длине волны 1.5μм. Для измерения зависимости числа откликов детектора (counts per second - cps) от числа упавших фотонов на длине волны 1.5μм, была собрана установка, схематическое изображение которой представлено на рис. 1.

Квантовая эффективность (QE) однофотонного детектора определяется как $QE=(N_d-D)/N_f$, где N_d - число зарегистрированных фотонов, D - число темновых (ложных) срабатываний, N_f - число падающих фотонов на детектор, выбрав рабочую точку, в которой D равным нулю, мы можем выразить N_d как: $N_d=QE \cdot N_f$. Отсюда видно, что однофотонный режим детектора находится на линейном участке зависимости изображенной на рис.2 (представленном в двойном логарифмическом масштабе). Область, где число откликов детектора

линейно зависит от числа падающих фотонов, мы будем называть динамическим диапазоном (dynamic range -- DR). Видно, что DR есть не постоянная величина, а зависящая от тока смещения детектора. Динамический диапазон тем шире, чем меньше ток смещения и уже при токах близких к критическому.

Таким образом, мы можем выделить три области работы SSPD: (1) - область в которой темновые отсчеты преобладают над откликом детектора на излучение, (2) - область динамического диапазона и (3) - область в которой падающая мощность настолько велика, что детектор начинает разогреваться и число откликов детектора не линейно по отношению к числу падающих фотонов.

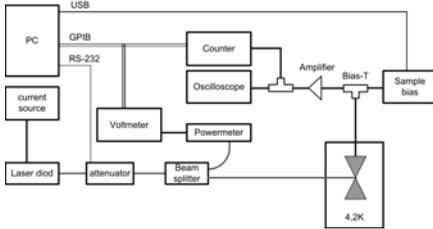


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки

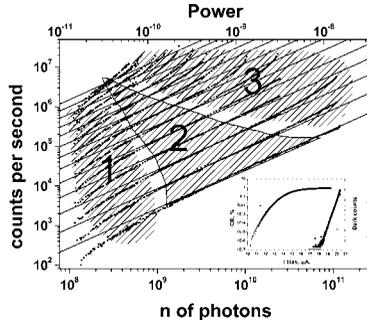


Рис. 2. Зависимость числа отсчетов от мощности падающего излучения на различных токах смещения образца (точки), прямыми линиями построены зависимости $N_d = QE \cdot N_f$ для разных значений QE

Список литературы

1. Korneev A., et. al. Single-photon detection system for quantum optics applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 13 (4), 944-951, 2007.
2. Hadel R., et. al. Quantum key distribution at 1550 nm with twin superconducting single-photon detectors // Applied Physics Letters. 2006. 89:241129.
3. Zinoni C., et. al. Single photon experiments at telecom wavelengths using nanowire superconducting detectors // Applied Physics Letters. 2007. 91:031106.
4. Somani S., et al. New photon detector for device analysis: Superconducting single-photon detector based on a hot electron effect // J. Vac. Sci. Technol. B. 2001. 19(6). P.1071-1023.
5. Stucki D., et al. High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres // New J. Phys. 2009. 11 075003.
6. Sobolevsky R., et. Al. Ultrafast Superconducting Single-Photon Optical Detectors and Their Applications // IEEE transactions on applied superconductivity, vol. 13, no. 2, 2003.

А.Ю. КАЗАКОВ, А.А. КОРНЕЕВ, Г.Н. ГОЛЬЦМАН
Московский педагогический государственный университет

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ТОНКОЙ ПЛЁНКИ NbN

Была исследована спектральная чувствительность сверхпроводникового однофотонного детектора SSPD на основе тонкой плёнки NbN в диапазоне длин волн от 0,5 до 1,7 мкм, при температуре 4,2К. Получено, что чувствительность SSPD экспоненциально падает с ростом длины волны.

Развитие науки и техники привело к задаче создания однофотонных детекторов ИК-диапазона. Такие системы находят широкое применение от телекоммуникаций до спектроскопии, экологического мониторинга, систем формирования изображений, систем обнаружения целей. Основными характеристиками фотодетекторов и оптических приемных модулей являются: чувствительность, время отклика, спектральная чувствительность, возможность объединения в матрицы.

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы продемонстрировали высокие технические характеристики в ближнем ИК, в оптическом диапазонах. Это сделало их пригодными для применения в таких областях, как детектирование одиночных фотонов в квантовых системах связи, исследование однофотонных источников, люминесценции квантовых точек. Чувствительный элемент детектора представляет собой тонкую (толщиной от 3,5 до 4 нм) сверхпроводящую полосу, охлажденную до температуры меньшей температуры сверхпроводящего перехода, через которую пропускают транспортный ток, близкий по величине к критическому току. Принцип действия детектора основан на переходе в резистивное состояние этой полосы в результате образования так называемого «горячего пятна», которое является областью с нормальной проводимостью, при поглощении фотона.

Была разработана установка для исследования спектральной чувствительности SSPD. Исследована спектральная чувствительность сверхпроводникового однофотонного детектора SSPD в диапазоне длин волн от 0,5 до 1,7 мкм, при температуре 4,2К. Чувствительность SSPD экспоненциально падает с ростом длины волны. Была исследована зависимость показателя экспоненты от величины транспортного тока и скорости темнового счёта детектора.

А.Н. ПУТИЛИН, А.О. ЖИРКОВ, И.В. ГУСТОМЯСОВ
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

3D ДИСПЛЕИ КАК ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

В работе рассматриваются различные виды трехмерных дисплеев, приводится их классификация по типу оптических схем и элементов. Анализируется связь функциональности 3D дисплея с параметрами модуляторов и активных элементов оптических схем. Приводятся несколько схем построения многоракурсных автостереоскопических дисплеев и результаты их экспериментального исследования.

Трехмерные дисплеи являются одной из самых актуальных областей исследований в области прикладной оптики и соответственно поток новых патентов и статей по этой теме составляет одну из самых многочисленных групп вновь регистрируемой интеллектуальной собственности в наши дни. Большое разнообразие схем и методов построения 3D дисплеев, а также использование ненаучных терминов из желания добавить сенсационности в демонстрируемые достижения часто запутывают исследователя желающего разобраться в методах построения конкретных 3D дисплеев. С другой стороны, множество патентов по трехмерным дисплеям различаются не методами формирования объемного изображения, а технологией активных элементов схемы или особенностями технологии массового производства таких дисплеев. В наших исследованиях мы исследовали множество методов построения трехмерных дисплеев и в результате родилась классификация трехмерных дисплеев как пространственно-временных преобразователей или мультиплексоров оптических 2D каналов передачи оптической информации.

В основу классификации 3D дисплеев было положено рассмотрение схем автостереоскопических дисплеев, как пространственных преобразователей 2D изображений входных ракурсов 3D объекта, формирующих в области расположения зрителей отдельные зоны видения. На рис. 1 изображены базовые схемы многоракурсных и стерео дисплеев, схема 1 иллюстрирует схемы, где информация о ракурсах уплотняется на одном модуляторе (SLM), а формирование зон обзора выполняет оптический элемент (ОЕ) типа раstra.

Схемы построения многоракурсных 3D дисплеев

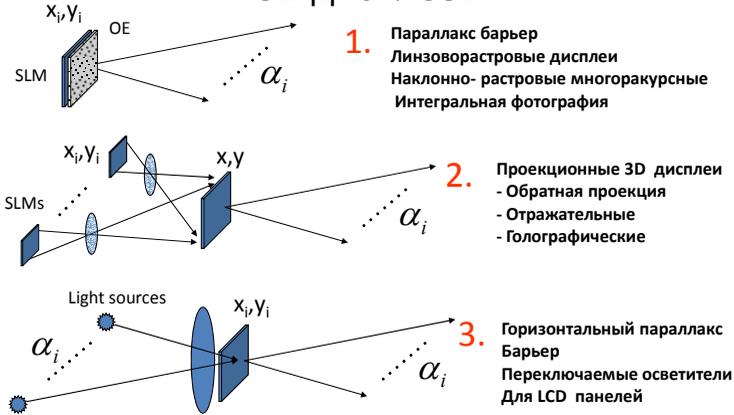


Рис. 1. Базовые схемы многоракурсных и стерео дисплеев

Схема 2 показывает многоракурсные дисплеи проекционного типа, где информация о ракурсах выводится на отдельные SLM, а зоны обзора формируются оптическим элементом типа большеразмерная линза. На схеме 3 приведен принцип построения стереодисплея, где зона видения отдельного ракурса формируется переключением диаграммы рассеивания осветителя LCD модулятора, а все информация о 2D ракурсах выводится на один модулятор (SLM). Истинно голографические дисплеи относятся к первой схеме и используют амплитудно-фазовые SLM, но не требуют дополнительных оптических элементов. Вольюметрические системы эмулируют расположение рассеивателей или излучателей непосредственно в объеме активного пространства 3D дисплея и поэтому составляют отдельный класс 3D дисплеев, способный отображать лишь ограниченный класс объектов.

Определение функциональных параметров 3D дисплея позволяет определить схему построения дисплея и основные требования к оптическим компонентам.

В.А. ГАВРИКОВ, А.В. ЯНОВСКИЙ
ФГУП «Научно-технический центр «Атлас», Москва

ОПТИМАЛЬНАЯ СХЕМА МНОГОРАКУРСНОЙ СЪЁМКИ 3D-ОБЪЕКТА ДЛЯ МУЛЬТИПЛЕКСНОЙ ГОЛОГРАММЫ

Обосновывается определяющее значение многоракурсной съёмки 3D-объекта на изобразительные качества синтезируемого на мультиплексной голограмме стереоизображения. Представлены основные требования к стереосъёмочной установке. Проанализированы все возможные способы многоракурсной съёмки исходного 3D-объекта, даны общие рекомендации по проведению стереосъёмки.

Новые технические возможности, возникшие в связи со стремительным развитием цифровой и вычислительной техники, появлением новых технологий, вновь вызвали практический интерес к системам трёхмерного отображения информации. В этом смысле не стала исключением и голография. Использование методов голографии является определяющим фактором, позволяющим воспроизвести на одном плоском носителе – мультиплексной голограмме, полноценный стереоэффект.

Многоракурсная съёмка является важнейшим и основополагающим этапом в процессе изготовления мультиплексной голограммы. На этапе съёмки закладываются основные характеристики будущей голограммы: угол обзора, число ракурсов, значение горизонтального параллакса, расположение плоскости конвергенции, глубина и общая композиция сцены объекта. Для записи качественной мультиплексной голограммы, получения значительного угла обзора, обеспечения плавности смены ракурсов требуется, как минимум 45-50 разноракурсных изображений.

Многоракурсная съёмка производится на специально выполненной стереосъёмочной установке. Её основная задача – проведение фотографической съёмки совокупности сопряжённых точек 3D-объекта под различными углами видения – ракурсами. Это приводит к образованию горизонтального параллакса для двух любых сопряженных изображений, образующих стереопару. Установка обязана иметь жёсткую конструкцию и быть снабжена механизмами пространственной юстировки.

Возможны различные варианты многоракурсной съёмки. Съёмка может осуществляться в один приём с использованием линзового раstra или мультиплета объективов, расположенных в горизонтальный ряд. Но более предпочтительной считается последовательная съёмка

однообъективной камерой из различных точек пространства посредством её перемещения вдоль линии съёмки или линии стереоскопического горизонта. Существуют два способа такой съёмки.

На первый взгляд наиболее привлекательным и понятным выглядит способ стереосъёмки на конвергированных осях. При таком виде съёмки главные оптические оси расположены под углом друг к другу и пересекаются в точке конвергенции. Такой способ съёмки возможен как, при прямолинейной траектории движения съёмочной камеры, с синхронным её вращением в процессе съёмки, так и при дуговой траектории. Однако этому способу съёмки свойственны геометрические искажения выражающиеся в разномасштабности идентичных участков изображений при различных углах съёмки. Это приводит к возникновению вертикального параллакса, разрушающего процесса стереообразования.

Чаще используют вариант с прямолинейной траекторией движения съёмочной камеры. Однако подобный способ проведения стереосъёмки требует, кроме перемещения и вращения съёмочной камеры, осуществление ещё и непрерывной синхронной перефокусировки объектива в связи с постоянным изменением расстояния между камерой и объектом в ходе съёмочного процесса. Подобная операция в процессе съёмки трудноконтролируема, а результаты её оставляют желать лучшего.

Избежать вышеуказанных недостатков возможно при использовании другого способа стереосъёмки – съёмки на параллельных осях. При этом способе съёмки главные оптические оси объективов остаются параллельными друг другу и перпендикулярными плоскости формирования изображения. Установка точки конвергенции осуществляется децентрированием оптики – смещением в процессе съёмки объектива параллельно плоскости кадра в направлении, уменьшающем базис стереосъёмки.

Необходимо заметить, что одни и те же виды изображения 3D-объекта, полученные с боковых ракурсов, но при различных способах съёмки, отличаются друг от друга уже на углах съёмки более 5 градусов. С другой стороны, оптическая схема установки при съёмке на параллельных осях наиболее близка схеме зрительного аппарата человека, а значит, разноракурсные изображения, получаемые при этом способе съёмки, аналогичны диспаратным изображениям, проецируемым на сетчатки глаз. В целом способ съёмки на параллельных осях является наиболее универсальным, удобным и приемлемым для создания качественных мультимедийных голограмм практически любых объектов.

В.В. ЛЕСНИЧИЙ, О.В. АНДРЕЕВА, А.Н. СЕРГЕЕВ
*Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики*

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ УГЛОВОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ОБЪЁМНЫХ ГОЛОГРАММ-РЕШЁТОК ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ РАСХОДЯЩИМСЯ ПУЧКОМ

Предлагается методика оценки контуров угловой селективности объёмных пропускающих фазовых голограмм-решёток, считываемых пучком когерентного монохроматического излучения большой (по сравнению с полушириной контура угловой селективности) расходимости.

Традиционный (например, [1]) метод считывания контура угловой селективности коллимированным пучком (расходимость излучения источника меньше полуширины контура угловой селективности голограммы-решётки) обладает и рядом недостатков, среди которых нарастающее с точностью построения контура время эксперимента и механическая нестабильность голограммы в процессе снятия данных. Эти недостатки делают невозможным применение данного метода к мониторингу характеристик голограмм, время изменения которых сопоставимо со временем считывания контура, а также в процессе их записи.

Для реализации предложенной в работе методики измерений была разработана принципиальная оптическая схема экспериментального стенда и создан макет стенда. В качестве источника излучения использован полупроводниковый лазерный модуль с длиной волны 650 нм. Расходимость пучка излучения по паспортным данным – 0,3 мрад, но известно, что пространственный спектр излучения такого источника имеет достаточно неопределённую и неравномерную структуру. Поэтому в схеме предусмотрен узел формирования пучка с заданной расходимостью и определённым пространственным спектром. Для этих целей использована система «микрообъектив (МО) – точечная диафрагма», которая выполняет две важные функции: пространственную фильтрацию пучка и формирование излучения с определённым набором пространственных частот (сферическая волна), характеризующимся углом $2\psi_1$. В действующем макете использован МО с увеличением 3,7; размер диафрагмы 10 мкм. Величина угла $2\psi_1$ определяется исходя из

следующих требований: для проведения корректных измерений контура угловой селективности голограммы пространственный спектр считывающего пучка должен быть как минимум в 5 раз больше полуширины пространственного спектра исследуемого контура. Считывающий пучок излучения с расходимостью $2\psi_1$ направляется на голограмму таким образом, чтобы центральный луч, распространяющийся по оптической оси системы, падал на голограмму под углом Брэгга (и проходил при этом через центр вращения столика, на котором установлена голограмма). Пространственные спектры дифрагированного излучения и излучения нулевого пучка при этом представляют собой результат фильтрации излучения высокоселективной голограммой. В качестве детектора излучения используется цифровой фотоаппарат Canon EOS 1000D [3], параметры которого подобраны для проведения данного эксперимента (размер матрицы 22,2*14,8 мм, количество эффективных пикселей $\sim 10,1*10^6$, режим "M" 1/50, ISO 100, без объектива). Существенную часть методики составляет обработка полученных фотографий с целью извлечения из них количественных данных о параметрах контура. Для получения достоверных данных был выбран RAW-формат регистрации изображений. Конвертация файлов CR2->TIFF осуществлялась программой DCRaw [4]. Специальный алгоритм, реализованный путём написания программы на C#, выбирает ряд пикселей на фотографии по специальному критерию и формирует табличный файл, содержащий данные с фотоснимка и построенный контур. Длительность единичного акта съёмки не превышает трех секунд, что позволяет производить серию измерений за время экспонирования голограммы и использовать данную схему для мониторинга контура селективности в процессах с характерными временами измерения параметров голограмм, сравнимыми с этим значением: контроль параметров голограмм в процессе записи, контроль параметров голограмм в процессе постэкспозиционной обработки и эксплуатации, тестирование параметров голограмм на зависимость от внешних условий.

Список литературы

1. Андреева О.В., Бандюк О.В., Пармонов А.А., Кушнаренко А.П., Лесничий В.В. и др. Высокоэффективные мультиплексные голограммы на полимерном материале "Диффен" // Оптический журнал. 2006. Т.73. №9. С.60-63.
2. Андреева О.В., Пармонов А.А., Андреева Н.В. Прикладная голография. Методические материалы к экспериментальному практикуму, СПбГУИТМО, 2008. 120с.
3. <http://www.dpreview.com/reviews/CanonEOS1000D>
4. http://mydebianblog.blogspot.com/2007/03/dcrow_26.html

А.В. КРАЙСКИЙ, Т.В. МИРОНОВА, Т.Т. СУЛТАНОВ
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ИЗМЕРЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ УЗКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Предложен способ определения длины волны узкополосного светового излучения по цифровой фотографии излучающей поверхности. Используемая фотокамера должна быть определенным образом откалибрована. Точность определения длины волны лучше 1 нм. Проверка проведена на желтом дублете ртутного спектра и на примыкающем участке сплошного спектра излучения лампы накаливания. С помощью предложенного метода изучена степень однородности разбухания голографических сенсоров, как в стационарном случае, так и в динамике.

Необходимость в решении данной задачи выросла из проблемы определения однородности и степени набухания голографических сенсоров [1, 2]. Такой сенсор представляет собой голограмму Денисюка, записанную в гидрогелевой полимерной матрице. В нее встроены химические группы, делающие ее чувствительной к определенному веществу, под действием которого сенсор сжимается или набухает, т.е. изменяется расстояние между слоями рассеивающих частиц.

Предложенный колориметрический способ [1] состоит в следующем. Излучение направляют не менее, чем в два регистрирующих канала с различающимися спектральными характеристиками. Если в рабочем диапазоне отношение спектральных чувствительностей по крайней мере двух каналов носит монотонный характер, то по отношению величин сигналов в этих двух каналах можно определить среднюю длину волны узкополосного излучения. В качестве таких каналов естественно использовать три типа сенсоров приемной матрицы цифрового фотоаппарата.

Была разработана процедура своего рода спектральной градуировки фотоаппарата, так как соотношение откликов цветowych каналов изображения довольно сложным образом зависит не только от длины волны падающего света, но и от экспозиции. Для конкретного фотоаппарата строится характеристическая поверхность, дающая зависимость искомой длины волны от цветового тона и интенсивности точки изображения. После этого фотоаппарат можно использовать как спектральный прибор в рабочем диапазоне длин волн и интенсивностей.

Разработанный метод применен для исследования голографических сенсоров. На рисунках показано распределение длин волн, рассчитанное по цветному цифровому изображению поверхности голографического сенсора. На рис. 1 данные относятся к переходному процессу. Голограмма была опущена в раствор, обуславливающий ее сжатие. Длина волны от краев к центру изменяется от 580 до 598 нм, разброс достаточно велик. Это говорит о том, что сжатие голограммы происходит неравномерно, быстрее процесс протекает по краям голограммы. Также велик разброс в небольшой окрестности каждой точки, который свидетельствует о неоднородности деформации сетки голографического сенсора по пространству.

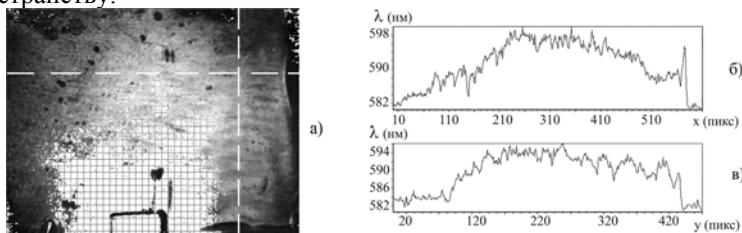


Рис. 1. Распределение отраженной длины волны в переходном процессе

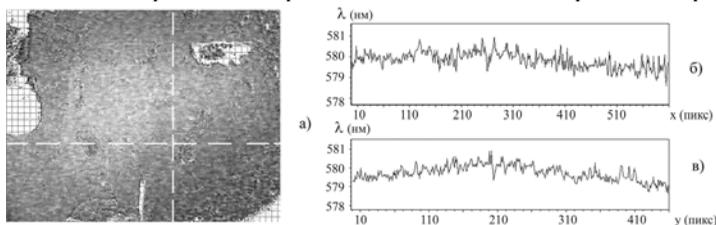


Рис. 2. Поверхность сенсора в стационарном состоянии

Данные на рис. 2 соответствуют стационарному состоянию голографического сенсора. Видно, что по сравнению с переходным процессом, разброс сильно уменьшился и по всей поверхности заключен внутри интервала шириной 2 нм. Также сильно, до 1 нм, упал и локальный разброс.

Список литературы

1. Крайский А.В., Миронова Т.В., Султанов Т.Т. и др. Способ измерения длины волны узкополосного светового излучения колориметрическим способом. Патент РФ №2390738, приоритет 21.05.2008.
2. Крайский А.В., Постников В.А., Султанов Т.Т., Хамидулин А.В. Голографические сенсоры для диагностики компонентов растворов // Квантовая электроника, 40, №2, 2010, с.178-182.

С.В. КАЗИН

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

АХРОМАТИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ДУБЛЕТОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

Приведена методика расчета дублета, состоящего из двух дифракционных элементов, обеспечивающая его ахроматизацию. Исследованы взаимозависимости параметров дублета в области мягкого рентгеновского излучения. Основные характеристики дублета сопоставлены с соответствующими характеристиками одиночной дифракционной линзы.

Построение оптических систем мягкого рентгеновского диапазона на основе рефракционных линз наталкивается, в силу особых свойств материалов в этой спектральной области, на значительные трудности. Линзы должны иметь радиусы кривизн в несколько микрометров, что вызывает технологические проблемы их создания и существенно ограничивает достижимые световые диаметры. Последние же успехи в лазерной и электронной литографии позволяют изготавливать дифракционные оптические элементы (ДОЭ) в том числе для рентгеновского излучения. Однако оптические системы, включающие ДОЭ, обладают значительным хроматизмом и в области его коррекции сделаны лишь первые шаги. В [1] найдены четыре схемы дифракционных дублетов-ахроматов, в которых, в отличие, например, от зонных пластинок Френеля, используются ДОЭ, имеющие на оси ненулевую пространственную частоту, т.е. являются аксиконами с дополнительными фокусирующими свойствами. В [1] возможности дифракционных ахроматизированных дублетов, а также анализ фокусирующих свойств систем различных типов приведены для ИК-диапазона, когда отношение светового диаметра к длине волны составляет величину порядка 10^4 , тогда как в рентгеновском диапазоне это отношение составляет 10^6 . Данное отношение входит в волновую сферохроматическую абберрацию, выраженную в долях длины волны. Поэтому, для оценки возможности использования дифракционного дублета для фокусировки излучения рентгеновского диапазона требуются дополнительные исследования.

Предложенная методика получения функций распределения пространственных частот структур ДОЭ отличается от известных тем, что позволяет задавать величину минимального периода в структурах элементов, что особенно важно при расчете дублета для рентгеновского излучения из-за имеющихся в этом случае технологических ограничений.

Учитывая, что ДОЭ дублета представляют собой аксиконы с дополнительными фокусирующими свойствами, а также с целью минимизации числа параметров, определяемых итерационно, предлагается при выборе функции распределения пространственной частоты фронтального ДОЭ, рассматривать его как «обратную» осевую асферизованную голограмму точки, у которой пространственная частота растет не от оси к краю апертуры, а наоборот. Итерационный процесс нахождения пространственной частоты фронтального ДОЭ направлен на минимизацию диаграммы рассеяния лучей, формируемой в задней фокальной плоскости дублета при его освещении осевым параллельным пучком на второй из двух крайних длин волн выбранного диапазона.

Второй ДОЭ дублета представляет собой голограмму, моделируемую на каждом шаге итерационного процесса. Один из фронтов записи этой голограммы формируется фронтальным ДОЭ при его нормальном освещении плоским фронтом электромагнитного излучения на первой длине волны, а второй фронт записи сферический сходящийся в задний фокус дублета. То есть функция распределения пространственной частоты структуры второго ДОЭ определяется из условия идеальной фокусировки излучения на первой длине волны.

С использованием данной методики исследовалась зависимость хроматизма дублета от минимального периода в структурах ДОЭ. Для сравнения возможностей фокусировки полихроматического излучения дублетом-ахроматом и одиночной дифракционной линзы (ДЛ) рассматривался дублет, с минимальным периодом в структурах 54 нм. Диапазон длин волн ограничен 4,85 нм и 6,15 нм. Среднеквадратический радиус диаграммы рассеяния лучей полихроматического излучения в этом случае 24 мкм, при фокусировке же одиночной ДЛ – 99 мкм, т.е. при фокусировке полихроматического излучения данный дублет дает выигрыш по сравнению с одиночной ДЛ более чем в 4 раза.

Работа выполнена при поддержке министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук (шифр «2010-1.2.1-102-018») по теме: «Фокусирующая и изображающая дифракционная оптика полихроматического излучения» (шифр заявки «2010-1.2.1-102-018-033»).

Список литературы

1. Farn M.W., Goodman J.W. Diffractive doublets corrected at two wavelengths // J. Opt. Soc. Am. A. 1991. Vol.8, No 6. P.860-867.

П.А. ЧЕРЁМХИН, С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ

Различными численными методами выполнен синтез голограмм и их восстановление. Численно и оптически восстановлены полученные цифровые голограммы Френеля. По результатам численного моделирования и экспериментов проведено сравнение использованных методов восстановления.

Восстановление цифровых голограмм можно осуществить двумя способами: численно и оптически (при выводе цифровой голограммы на физический носитель). Для численного восстановления голограмм Френеля и возможности их компьютерного синтеза были реализованы различные методы расчета световых полей: метод прямого расчета дифракции Френеля (ПР) (для дальней зоны дифракции Френеля), метод распространения углового спектра (УС) (ближняя зона дифракции Френеля) и метод расчета дифракции Френеля через фрактальное Фурье-преобразование (ФрФП).

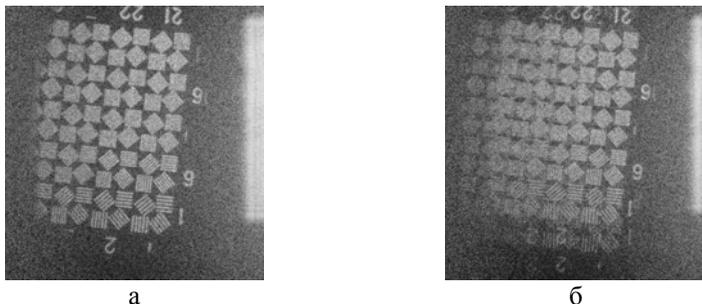


Рис. 1. Численно восстановленные изображения (в логарифмическом масштабе интенсивности) объекта с цифровой голограммы методами ПР (а) и ФрФП (б)

Каждым из указанных методов рассчитывалось световое поле, и к нему добавлялась опорная волна. Синтезированные таким образом голограммы численно восстанавливались. По результатам серии численных экспериментов, эквивалентных записи и восстановлению цифровых голограмм в схеме с внесевым опорным пучком, значения нормированного среднеквадратического отклонения (СКО)

восстановленных изображений объекта от регистрируемого составили $0,0006 \div 0,01$ (ФрФП), $0,002 \div 0,03$ (ПР), $0,1 \div 0,6$ (УС).

На экспериментальной установке с внеосевой геометрией записаны цифровые голограммы Френеля с разрешением 9 мкм и числом отсчетов 2048×2048 для сцен глубиной до 480 мм, на расстояниях $700 \div 1400$ мм. Проведено сравнение разрешения и качества восстанавливаемых изображений с цифровых голограмм. На рис. 1 приведены изображения объекта, восстановленные методами ПР и ФрФП. Разрешение обоих изображений одинаково. Однако, по всей видимости, метод ФрФП более чувствителен к шумам (в первую очередь фоторегистратора), что приводит к «двоению» объекта на восстановленном изображении.

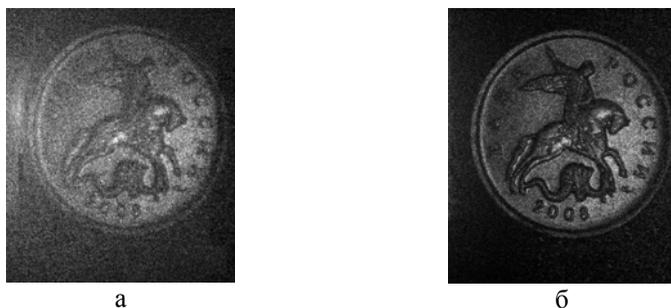


Рис. 2. Оптически восстановленное изображение объекта с цифровой голограммы Френеля, выведенной на физический носитель, (а) и численно восстановленное изображение объекта с цифровой голограммы Френеля (б)

Записанные цифровые голограммы были бинаризованы по порогу, распечатаны на прозрачной пленке с разрешением 100 точек/мм и восстанавливались излучением лазера. На рис. 2а приведено оптически восстановленное изображение объекта с голограммы, выведенной на физический носитель, а на рис. 2б показан результат численного восстановления. Оптически восстановленное изображение сильнее зашумлено, что связано в первую очередь с бинаризацией голограммы.

Получено, что наилучший по СКО результат при восстановлении синтезированных голограмм дает метод ФрФП, а при численном восстановлении цифровых голограмм Френеля – метод ПР. Значения размеров объектов и их удаленности от голограммы, полученные при численном восстановлении обоими методами, совпадают с реальными.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

В.В. КРАСНОВ, С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ТРЕБОВАНИЙ К ОТОБРАЖЕНИЮ ИНФОРМАЦИИ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ КОДИРОВАНИИ С ВРЕМЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

Проанализировано влияние наложения растров отображающего устройства и фотосенсора камеры, устраняемое дефокусировкой системы, а также неравномерности подсветки отображающего устройства на процесс оптического кодирования с временным интегрированием.

Оптическое кодирование с временным интегрированием реализуется свёрткой кодируемого изображения и кодирующей функции рассеяния точки (ФРТ). В данной работе свертка осуществлялась регистрацией на цифровую камеру кодируемого изображения, перемещающегося на экране монитора по траектории кодирующей ФРТ. Среди основных факторов искажения регистрируемой свертки – муаровые полосы и неравномерность подсветки монитора.

Муаровые полосы являются результатом наложения растров отображающего устройства и фотосенсора камеры и возникают при нарушении условий теоремы Котельникова. Для устранения эффекта муара возможна некоторая дефокусировка системы, при которой пиксельная структура отображающего устройства уже не разрешается.

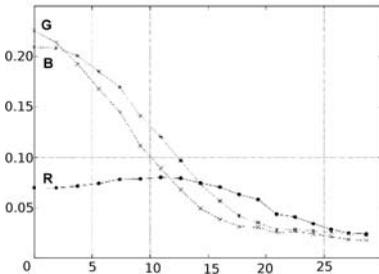


Рис. 1. Зависимости величин дисперсий цветных коэффициентов (R – отношение красного ко второму зеленому, G – первого зеленого ко второму зеленому и B – синего ко второму зеленому) от диаметра пятна размытия точки в мкм

Для оценки величины муара рассчитывались дисперсии по полю кадра значений цветных коэффициентов (отношений сигналов одного цветового пикселя к другому в пределах одной ячейки байеровской матрицы фотосенсора) для изображения белого поля (рис. 1). Данные величины точнее характеризуют величину муара, чем дисперсии значений

сигналов пикселей из-за неравномерности подсветки отображающих устройств. При полном отсутствии муара дисперсия значений цветовых коэффициентов должна равняться нулю с точностью до шумов фотосенсора. В области значений дисперсий цветовых коэффициентов ниже 0,1, муар на зарегистрированных изображениях визуально не наблюдался, и, как следует из результатов экспериментов, на процесс оптического кодирования не влияет.

Неравномерность подсветки отображающего устройства, экрана ЖК монитора, связана с использованием в нем газоразрядных ламп. Измеренное нормированное среднеквадратическое отклонение (СКО) яркости равномерного белого поля составило 8%. Для оценки величины искажений свертки было проведено численное моделирование, в котором математически рассчитанная свертка поэлементно умножалась на зарегистрированную маску неоднородности подсветки монитора. На изображениях, восстановленных при моделировании, присутствуют шумы и искажения, аналогичные полученным в оптических экспериментах, что подтверждается сходными значениями СКО восстановленных изображений от оригинала (рис. 2). Для устранения данного фактора возможно использование отображающих устройств с однородной подсветкой или программной компенсации неравномерности.

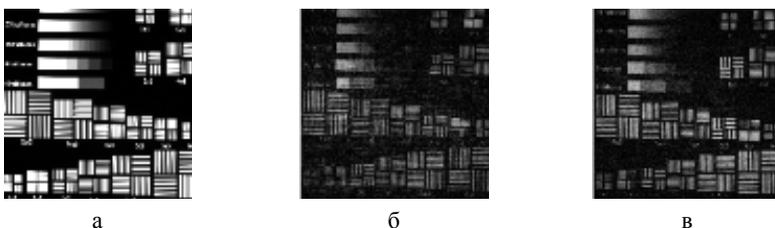


Рис. 2. Влияние неравномерности подсветки на результат оптического кодирования: кодируемое изображение (а), восстановленное из оптически закодированного (СКО 0,39) (б), восстановленное при моделировании (СКО 0,25) (в)

В работе исследовано влияние факторов наложения растров отображающего устройства и фотосенсора камеры, а также неравномерности подсветки отображающих устройств на формирование свертки при оптическом кодировании с временным интегрированием. Предложены методы минимизации влияния данных факторов.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

З.С. БЕКЯШЕВА, А.В. ПАВЛОВ

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики***ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ: ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАЛИЗАЦИИ НА ОШИБКУ ПРЕДСКАЗАНИЯ**

Исследовано влияние ограниченности реализации и её спектра на точность оценки, формируемой голографическим предсказателем случайных процессов.

Известна модель линейного предсказателя [1], которая строит оценку наблюдаемой реализации случайного процесса вне области наблюдения. В работах [2, 3] показана реализуемость модели в 4f схеме голографии Фурье с обращением волнового фронта. В данной работе рассмотрено влияние ограниченности реализации и её спектрального состава на ошибку.

Критерий корректного предсказания – минимум ошибки. Гармоника по двум отсчетам предсказывается точно. Для процесса со сложным спектром суммирование оценок отдельных гармоник ведет к ошибке в силу корреляции гармоник, ведущей к уменьшению радиуса корреляции.

Рассмотрим АКФ процесса из двух гармоник равной амплитуды:

$$\frac{1}{\omega_0} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega_0}} (\sin(\omega_0 t) + \sin(\omega_1 t)) (\sin(\omega_0 (t + \tau)) + \sin(\omega_1 (t + \tau))) dt = \frac{\cos(\omega_0 \tau)}{2} + \frac{\cos(\omega_1 \tau)}{2} +$$

$$+ \frac{2 \cos\left(\tau \frac{(\omega_1 + \omega_0)}{2}\right) \left(\sin\left(\omega_1 \frac{2\pi}{\omega_0} + \tau \frac{(\omega_1 - \omega_0)}{2}\right) - \sin\left(\tau \frac{(\omega_1 - \omega_0)}{2}\right) \right)}{\frac{4\pi}{\omega_0} (\omega_1 - \omega_0)},$$

$$- \frac{2 \cos\left(\tau \frac{(\omega_1 - \omega_0)}{2}\right) \left(\sin\left(\omega_1 \frac{2\pi}{\omega_0} + \tau \frac{(\omega_1 + \omega_0)}{2}\right) - \sin\left(\tau \frac{(\omega_1 + \omega_0)}{2}\right) \right)}{\frac{4\pi}{\omega_0} (\omega_0 + \omega_1)}$$

где ω_0 и ω_1 – частоты, τ – координата в корреляционной плоскости.

Первые два слагаемых представляют собой АКФ каждой гармоники, а два последних – кросс-корреляционные функции гармоник. Отсюда, чем больше разность этих частот, тем меньше их кросс-корреляция и тем ближе АКФ реализации к сумме АКФ гармоник. То есть, предсказание процесса может быть с достаточно малой ошибкой представлено суммой предсказаний гармоник, если частоты далеко отстоят друг от друга.

Если же гармоники кратные ($\omega_1 = K\omega_0$, где K – целое), то последние два слагаемых равны нулю, и АКФ суммы двух гармоник равна сумме АКФ каждой гармоники. В этом случае ошибка суммы предсказаний нулевая.

Второй фактор, влияющий на точность оценки, – ограниченность реализации, следствием чего являются «спад» предсказания и набег фазы.

Пусть имеется теоретическая АКФ гармоники, а затем для построения предсказания взят отрезок гармоники длиной L , кратной периоду частоты:

$$\frac{1}{L} \int_0^{L-\tau} \cos(\omega_0 t) \sin(\omega_0(t+\tau)) dt = \frac{\sin(\omega_0 \tau)}{2L} (L-\tau).$$

Спад оценки линейно зависит от L , и для обнуления ошибки можно ввести коэффициент, обратный спаду. Для некрatных гармоник возникает корреляция гармоник и поправка оценки на спад ведет к ошибке.

Если АКФ измеренная, то возникают дополнительные слагаемые:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{L} \int_{\tau}^L \left(\cos(\omega_0 t) \left(1 - \frac{t}{L}\right) + \frac{\sin(\omega_0 \tau) - \sin(\omega_0(2L-\tau))}{2\omega_0 L} \right) \sin(\omega_0(L+\tau-t)) dt = \\ & = \frac{1}{(L)^2} \left(\frac{\sin(\omega_0 \tau)(L-\tau)L}{2} - \frac{\sin(\omega_0 \tau)(L-\tau)^2}{4} + \frac{(\cos(\omega_0 \tau) - \cos(\omega_0(2L-\tau)))L}{4\omega_0} \right) + \\ & + \frac{1}{(L)^2} \left(\frac{\cos(\omega_0 \tau)(L-\tau)(1+2\cos(\omega_0(2L)))}{4\omega_0} - \frac{3(\sin(\omega_0(2L-\tau)) - \sin(\omega_0 \tau))}{8\omega_0^2} \right) \end{aligned}$$

Первые два слагаемых описывают спад, а три последних – набег фазы. Отношение последних к первым $\frac{1}{2\pi K}$, $\frac{3}{4\pi K}$ и $\frac{3}{8\pi^2 K^2}$, соответственно, где K – нормированная частота. При большом K ошибка оценки от глубины предсказания τ , обусловленная L , описывается:

$$Err(\tau) = \frac{\sin(\omega_0 \tau)}{2} \left(1 - \frac{(L-\tau)}{L} + \frac{(L-\tau)^2}{2L^2} \right) = \sin(\omega_0 \tau) \left(\frac{L^2 + \tau^2}{2L^2} \right).$$

Таким образом, ошибка зависит от «запаса» реализации относительно базиса предсказания. При переходе от дискретного спектра к сложному спектральному составу ошибка возрастает в силу кросс-корреляции гармоник. Дана оценка ошибки как функция от глубины предсказания.

Список литературы

1. Grimmet G.R., Sterzaker D.R. Probability and random processes, Oxford Sc. Publ., 1992.
2. Павлов А.В., Реализация регрессионных моделей обработки информации методом фурье-голографии // Изв. Академии Наук. Сер.: Теория и Сист. Упр., 2005, №2, с.29-36.
3. Павлов А.В. Реализация модели линейного предсказателя методом Фурье-голографии // Оптический журнал, 2005, т.72, №2.

С.Б. ОДИНОКОВ, В.В. МАРКИН, А.Ю. ПАВЛОВ,
Д.С. ЛУШНИКОВ, А.О. БОРИСАНОВА

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПМС-ЖК ДЛЯ СИСТЕМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

Проводимое исследование направлено на поиск оптимальных параметров схемы модуляции страниц данных, соответствующих требованиям системы голографической памяти. В результате проводимого эксперимента ПМС будет «сдвинут» в рабочую точку при соответствующем положении поляризатора, анализатора и уровне напряжения, поданного на ЖК-ячейку.

Жидкокристаллический пространственный модулятор света является одним из наиболее важных компонентов для формирования страниц данных в схемах получения микроголограмм. В то же время, кривая пропускания ПМС-ЖК является нелинейной и сильно изменяется при различных настройках параметров схемы. В базовой схеме модулятор располагается между поляризатором и анализатором (рис. 1). При приложении напряжения к электродам ЖК-ячейки меняются не только поляризационные свойства (что видно по пропусканию), но также и угол поворота молекул в кристалле [1].

В разрабатываемой системе голографической памяти для кодирования единиц и нулей страницы данных использовался гибридный метод:

- “0” биты информации кодируются через состояние ЖК-ячейки с низким пропусканием и нулевой фазовой задержкой (рис. 2);
- “1” биты информации кодируются через два состояния с высоким пропусканием (одинаковым для обеих ячеек), но с различными фазовыми задержками, равными 0 и π . [2].

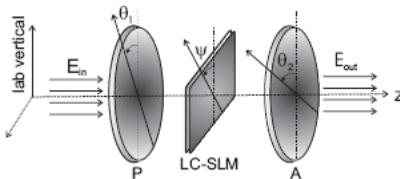


Рис. 1. Схема ЖК-ПМС с поляризатором и анализатором

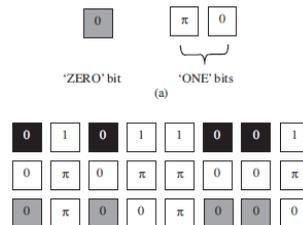


Рис. 2. Схема гибридного кодирования

Для применения гибридной модуляции необходимо измерить амплитудно-фазовую модуляционную характеристику используемого ПМС-ЖК, подобрать напряжение на электродах и положения поляризаторов, которые создавали бы три требуемых состояния. При различных выведенных уровнях серого на приемнике регистрируется либо пропускаемая мощность излучения, либо две смещенные интерференционные картины (рис. 3), фазовая задержка между которыми рассчитывается по формуле:

$$\delta = \frac{\Delta}{\Lambda} \text{ (rad)}$$

где Δ – величина сдвига интерференционной полосы, а Λ – период полос. Изменяя фазовую задержку δ для каждого уровня напряжения, получают фазовую модуляционную характеристику [3].

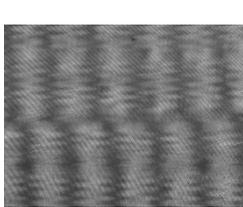


Рис. 3. Интерференционная картина в плоскости регистрации

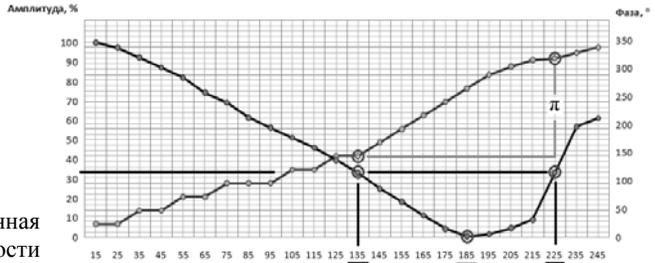


Рис. 4. Обобщенный график модуляционных характеристик ЖК-ПМС

При анализе графиков амплитудной и фазовой модуляционных характеристик ПМС-ЖК (рис. 4) легко определить три точки, оптимальные для реализации гибридной модуляции:

ЖК	A	0	1 (а)	1 (б)
20°	60°	185	135	225

Список литературы

1. Banyal R.K. Data Storage and Retrieval using Photorefractive Crystals. Indian Institute of Astrophysics. Bangalore, 560034, INDIA. 2005.
2. John R., Joseph J., Singh K. Content-addressable Holographic Digital Data Storage Based on Hybrid Ternary Modulation with a Twisted-Nematic Liquid-Crystal Spatial Light Modulator. OPTICAL REVIEW Vol. 12, No. 3, p. 155–160. 2005.
3. Martin-Badosay E., Carnicer A., Juvells I., Vallmitjana S. Complex modulation characterization of liquid crystal devices by interferometric data correlation. Meas. Sci. Technol. p.764–772. 1997.

С.Б. ОДИНОКОВ, М.С. КОВАЛЁВ, А.Б. СОЛОМАШЕНКО
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

БЕЗЛИНЗОВЫЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРИЦЕЛ

Рассмотрена безлинзовая схема голографического прицела, построенная на базе двух голограммных оптических элементов, формирующих совместно в пространстве прицеливания мнимое изображение прицельного знака и обеспечивающих термостабилизацию его углового положения.

Голографический прицел (ГП) – это новый шаг в развитии стрелкового дела, позволяющий повысить скорость, уверенность и точность выполнения различных стрелковых упражнений. Расположение изображения прицельного знака и цели в одной плоскости полностью исключает параллакс и позволяет производить выстрел при наведении прицельного знака на цель независимо от угла наблюдения цели и положения стрельбы.

Недостатком существующих схем голографических прицелов является их сложность, обусловленная необходимостью термокомпенсации углового ухода прицельного знака.

Для решения этой задачи предлагается максимально упростить схему прицела, избавившись от сложных компенсационных элементов, объективов, внеосевых отражателей и т.п. Таким образом, была разработана схема голографического прицела, состоящая из двух голограммных оптических элементов (ГОЭ), один из которых формирует в бесконечности мнимое изображение прицельного знака, а второй преобразует волновой фронт восстанавливающего излучения в плоский и выполняет задачу термокомпенсации углового ухода прицельного знака, совмещая в себе функции коллимационного объектива и компенсационной дифракционной решетки.

В предложенном прицеле, как показано на рис. 1, используются полупроводниковый лазерный диод (1), находящийся в «фокальной плоскости» компенсационного голограммного оптического элемента ГОЭ-ТК (2), на выходе которого формируются параллельные пучки излучения. Далее излучение падает на голограммный оптический элемент (3), дифрагирует на его периодической структуре, попадает в глаз стрелка и формирует в пространстве прицеливания видимое мнимое изображение прицельного знака (4).

При изменении длины волны восстанавливающего излучения (как следствия изменения температуры окружающей среды) появляется рассогласование угла дифракции на ГОЭ для центральной и крайних зон, а прицельный знак восстанавливается с некоторым смещением относительно истинного положения. При этом необходимо отметить, что смещения центральной точки прицельного знака с оптической оси нет, а максимальное значение параллакса наблюдения не превышает 50 угл. сек., что является пренебрежимо малой величиной. Таким образом, можно утверждать, что для центральной точки прицельного знака выполняется условие термокомпенсации.

Практическим результатом использования данной схемы является возможность создания голографического прицела с использованием исключительно «плоской оптики».

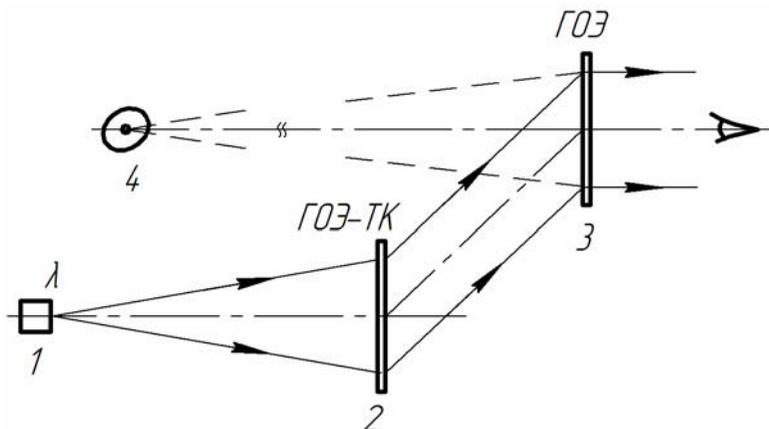


Рис. 1. Принцип работы безлинзового голографического прицела

Список литературы

1. Р. Кольер и др., Оптическая голография, изд. «Мир», М., 1973
2. М. Милер, Голография, изд. «Машиностроение», Л., 1979
3. E.J. Siczka, A.M. Tai, R.H. Fish. Low profile holographic sight and method of manufacturing same, Patent US No. 2006/0164704 A1 of Jul. 27, 2006.
4. A. M. Tai, E.J. Siczka. Lightweight holographic sight, Patent US No. 6,490,060 B1 of Dec. 3, 2002.
5. Ковалев М.С., Лушников Д.С., Маркин В.В., Одинокоев С.Б. Голографический коллиматорный прицел с компенсацией ухода углового положения прицельного знака, Патент Российской Федерации № 67699 от 18.07.2007 г.

В.И. ИВАНОВ, А.И. ЛИВАШВИЛИ, Н.Н. РЕКУНОВА

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск***ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕЛЬЕФНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ**

Проанализированы пространственно-частотные характеристики коэффициента рельефной нелинейности, обусловленной тепловым расширением среды.

В динамической голографии известны различные механизмы записи поверхностных голограмм [1]. Механизм любой «поверхностной» нелинейности можно описать, используя зависимость комплексного амплитудного коэффициента отражения от интенсивности $I(r) = |E(r)|^2$ падающего излучения [2]:

$$\rho(I) = \rho(I_0) + \frac{\partial \rho}{\partial I} [I(r) - I_0] + \dots, \quad (1)$$

где r - радиус вектор в плоскости раздела сред, I_0 - среднее значение интенсивности излучения, $\rho = \frac{E_{\text{отр}}(x, y)}{E_{\text{пад}}(x, y)}$, $\beta = \frac{\partial \rho}{\partial I}$ - коэффициент поверхностной нелинейности. Одним из первых экспериментально реализован механизм образования рельефа на основе теплового расширения среды. Анализ такой поверхностной нелинейности проведен [1, 2] только для стационарного случая, а пространственно-временные характеристики нелинейности не исследованы.

Целью данной работы является исследование пространственно-временной зависимости коэффициента рельефной нелинейности, обусловленной тепловым расширением среды.

Пусть на зеркально отражающую поверхность падает строго нормально плоская волна $E_0 \exp(-ikz)$ под углом θ_3 к нормали когерентная с ней слабая сигнальная волна E_3 (см. рис. 1). В результате интерференции волн E_0 и E_3 коэффициент отражения окажется промодулированным:

$$\rho(r) = \rho_0 + \beta [E_0 E_3^*(r) \exp(-ik_3 r) + E_0^* E_3(r) \exp(ik_3 r) + |E_3|^2]. \quad (2)$$

Поглощение света с поперечно-неоднородным профилем интенсивности $I(r)$ вызывает неоднородный прогрев поверхностных

слоев материала зеркала. Из-за теплового расширения в максимуме интенсивности зеркало выпучивается навстречу пучку, т.е. образуется решетка рельефа [2]. Для нахождения амплитуды рельефа необходимо решить следующую двумерную нестационарную тепловую задачу (для поглощенной части падающего излучения с интенсивностью $I = I_0(1 + \sin kx)(1 + \cos \omega t)$):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (3)$$

$$\text{Граничные условия: } \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_0(1 + \sin kz)(1 + \cos \omega t),$$

$$T(x, z, 0) = T_0, \quad a = \frac{\lambda}{c_p \rho}. \quad (4)$$

Частное решение (4) для переменной части источника (для слагаемого $\approx I_0 \sin kz \cdot \cos \omega t$) в установившемся режиме можно получить, используя метод функции Грина:

$$T(x, z, t) = T_0 + \frac{I_0 \lambda^{-1} \sqrt{a}}{\sqrt[4]{k^4 a^2 + \omega^2}} \cdot \sin kz \left[e^{-\frac{x}{\sqrt{a}} \sqrt{k^4 a^2 + \omega^2}} \right] \cos \left[\omega t - \frac{x \sqrt{k^4 a^2 + \omega^2}}{\sqrt{a}} \cdot \cos \frac{\varphi_0}{2} - \frac{\varphi_0}{2} \right], \quad (5)$$

$$\text{где } \operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2} = \frac{\omega}{k^2 a}.$$

Найдем коэффициент поверхностной нелинейности зеркальной поверхности:

$$\beta = r_f (1 - r_f^2) \frac{a}{\sqrt{k^4 a^2 + \omega^2}} \cdot \beta_v \lambda^{-1},$$

β_v - коэффициент теплового расширения среды, r_f – амплитудный коэффициент френелевского отражения зеркальной поверхности.

Полученное выражение описывает пространственно-временное разрешение теплового механизма записи рельефной динамической голограммы.

Список литературы

1. Иванов В.И. Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм. Владивосток: Дальнаука, 2006.-143 с.
2. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта.- М.: Наука, 1985. 240с.

А.С. МИХАЛЕВ, Е.М. МИХАЛЕВА

Московский энергетический институт (технический университет)

ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МЕТОДА

В работе рассмотрена методика предварительной фильтрации и обработки интерференционных картин лазерного интерференционного метода.

Обработка экспериментальных изображений является важным элементом оптико-электронного комплекса лазерного интерференционного метода [1]. Целью обработки изображений лазерным интерференционным методом является вычисление количества интерференционных полос в интерференционной картине, которое связано с диаметром исследуемого пузырька. При небольшом количестве полос в интерференционной картине их можно посчитать вручную, но в случаях, когда число интерференционных полос достаточно большое необходимо применять автоматическое вычисление.

Исходное изображение при записи в компьютер представляет из себя матрицу, элементы которой могут принимать значения от 0 до 254. Соответственно, минимумы и максимумы интерференционной картины расположены в этих же пределах и для каждой картины могут принимать различные значения, что неудобно для дальнейшей автоматической обработки, так как нет однозначного критерия перехода от светлой полосы к темной.

Для удобства дальнейшей обработке имеет смысл привести матрицу изображения к такому виду, когда светлые полосы будут представлены значениями больше нуля, а темные значениями меньше нуля. Такая матрица не воспринимается визуально как изображение, но в ней переход от светлой к темной полосе и наоборот можно определить как переход через ноль. Кроме того, чтобы не было дополнительных ошибок из-за выбросов шумов, проходящих через 0, исходное изображение требуется подвергнуть предварительной фильтрации.

В работе рассмотрена фильтрация интерференционных картин на примере реальных изображений для устранения шумов, возникающих при записи изображения и передаче его в компьютер, и улучшение качества изображения. Были рассмотрены пиксельные (фильтр повышения контраста, пороговый фильтр) и сканирующие матрицей (фильтр «скользящее среднее», медианная фильтрация (маски квадрат и крест))

алгоритмы обработки изображений, а также каскадная фильтрация. В результате проведенных исследований было выяснено, что спектральная фильтрация наиболее подходит для последующей обработки интерференционных картин. На рис. 1 приведен пример спектральной фильтрации интерференционных картин. На рис. 1а представлено исходное изображение, на рис. 1б представлено изображение, полученное после спектральной фильтрации. Как видно из полученного изображения, после фильтрации стали резкими границы темных и светлых полос на интерференционных картинах, а также стали более четкими сами полосы.

Для автоматизации обработки интерференционных картин разработана программа автоматического подсчета интерференционных полос. Для этого производится удаление высокочастотных шумов, затем удаление низкочастотных шумов. После предварительной фильтрации производится автоматический подсчет переходов через ноль, которые соотносятся с количеством интерференционных полос.

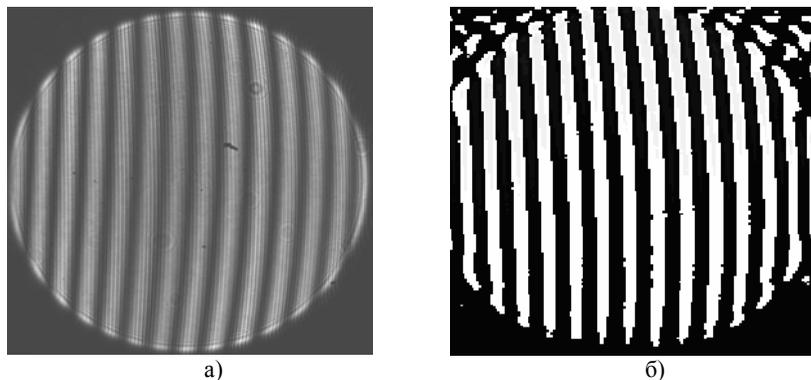


Рис. 1. Вид интерференционных картин: исходное изображение (а), результат спектральной фильтрации этого изображения (б)

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0449) и Аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы", проект № 2.2.2.2.5691.

Список литературы

1. Михалев А.С. Оптико-электронный комплекс одновременного измерения параметров движущихся пузырьков газа или капель жидкости: автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. М. 2009.

А.Ю. ПОРОЙКОВ, А.В. ТОЛКАЧЕВ

Московский энергетический институт (технический университет)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОРРЕЛЯЦИИ ФОНОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В НАТУРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Рассматриваются основы метода корреляции фоновых изображений, приводится экспериментальная установка для натуральных исследований и результаты обработки экспериментальных данных.

В настоящее время областей, в которых производятся исследования деформаций, становится все больше. Особенно важны эти исследования в авиационной и автомобильной промышленности, строительстве и многих других.

Для диагностики деформации могут быть использован ряд оптических методов: метод делительных сеток, метод муаровых полос, поляризационно-оптический метод, метод голографической и спекл-интерферометрии и другие [1]. Данные методы зачастую не позволяют получить поле деформаций по всей поверхности исследуемого объекта, а так же проводить исследования на реальных объектах, так как требуют выполнения копий этих объектов из специальных материалов. Таким образом, вышеперечисленные методы сложно или невозможно применять в натуральных экспериментах.

Одним из перспективных методов диагностики деформации является метод корреляции фоновых изображений (МКФИ) [2]. Метод корреляции фоновых изображений – высокоточный оптический метод диагностики деформации (а также положения и перемещения), основанный на компьютерной обработке изображений поверхности с помощью кросскорреляционных алгоритмов. Простота экспериментальной установки, бесконтактность и цифровая обработка являются основными его преимуществами перед другими методами, позволяющими использовать его для натуральных экспериментов.

Для определения деформации объекта на исследуемые участки поверхности наносится специальное изображение – фоновый экран. С помощью цифровых камер получают снимки фонового экрана до и после деформации. Обработка полученных изображений с помощью кросскорреляционной обработки позволяют определить качественно и количественно (с помощью специально разработанной системы нормировки) векторное поле деформации (смещений). Полученные

результаты позволяют получить информацию о деформации исследуемого объекта.

Обработка МКФИ картин заключается в поочередном расчете функции корреляции для небольших участков изображения. Размер участков и шаг разбиения являются параметрами обработки и для каждого конкретного случая определяются специально. Для каждой рассчитанной функции корреляции определяется положение максимума, в том числе с помощью алгоритмов субпиксельной точности, позволяющих значительно повысить чувствительность и точность метода. Найденное положение максимума характеризует смещение элементов фонового экрана на участке. Далее с помощью специальной математической модели можно получить информацию о деформации исследуемой поверхности.

Была разработана экспериментальная установка для натуральных исследований с применением метода корреляции фоновых изображений, получены результаты экспериментальных исследований с применением данного метода.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (Федеральная целевая программа «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0449) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» проект 2.2.2.2.5691).

Список литературы

1. Разумовский И.А. Интерференционно-оптические методы механики деформируемого твердого тела. М.: Издат-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. 240 с.
2. Kirmse T., Wagner A. Advanced Methods for In-flight Flap Gap and Wing Deformation Measurements in the Project AWIATOR // Proc. of First CEAS European Air and Space Conference. 2007. CD-ROM P. 1-6.

С.М. КУЛИШ

Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»

О МАКСИМАЛЬНОМ РАЗРЕШЕНИИ ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

Предложен общий вид зависимости средней погрешности определения сдвига фаз двух интерферограмм, который позволяет оценивать теоретический предел разрешения при цифровой обработке интерференционных картин.

В [1, 2] были предложены алгоритмы цифровой обработки интерферограмм одномерных объектов, позволяющие находить сдвиг фаз между двумя распределениями интенсивностей, полученных в полосах конечной ширины, расположенных перпендикулярно ступеньке. При этом и верхняя часть ступеньки, в которой напыление отсутствует, и нижняя часть (с напылением) интерферограммы усреднялись в направлении, совпадающем с направлением полос. Численный эксперимент показал, что при учете значительного числа пикселей погрешность определения сдвига фазы, выраженная в единицах длины одномерного аналога ПЗС-матрицы, может быть по крайней мере в десятки раз меньше, чем размер пикселя. Если учесть, что длина пространственного периода интерференционной картины на ПЗС-матрице может составлять десятки и сотни длин межпиксельного расстояния, то можно ожидать, что подобные методы цифровой обработки интерференционных картин можно применять как для аттестации образцовых мер для поверки интерферометров, так и для проведения измерений с высокой точностью.

Обеспечение достоверности получаемых результатов требует детального анализа в нескольких направлениях. В данной работе мы найдем общую функциональную зависимость между погрешностью определения сдвига фазы двух интерферограмм и безразмерными параметрами, составленными из определяющих параметров с учетом ограничений, накладываемых пространственной дискретизацией и квантованием фиксируемых каждым пикселем величин яркости (интенсивности). Отвлекаясь пока от анализа других источников погрешностей, таким образом мы надеемся определить принципиальные возможности максимального разрешения, к которым можно приближаться, по возможности минимизируя остальные источники погрешностей.

Основываясь на соображениях теории подобия и размерности [3], в рамках данной задачи и в рамках конкретного алгоритма обработки получим, что средняя погрешность определения сдвига фаз двух интерферограмм будет выражаться через безразмерные параметры как

$$\Delta\varphi = f(N, A, \omega h), \text{ где:}$$

N – число точек на ПЗС-матрице вдоль оси x ,

A – число градаций яркости каждого пикселя,

h – размер пикселя,

L – длина ПЗС-матрицы (одномерный аналог),

ω – пространственная частота интерференционной картины.

Мы учли связь между величинами $L = h(N - 1)$.

Полученное общее выражение средней погрешности сдвига фаз дает оценку теоретического предела разрешения и зависит от алгоритма обработки. Отметим, что это выражение имеет вероятностный характер и нахождение конкретного вида этой зависимости возможно путем проведения численных экспериментов. Заранее можно ожидать, что с увеличением N и A погрешность определения сдвига фаз должна уменьшаться.

Список литературы

1. Власов Н.Г., Тханг Нгуен Ван Расчет интерферограмм одномерных объектов с повышенной точностью // Измерительная техника. 2006. №8. С.37-38.
2. Кулиш С.М. Метод цифровой обработки одномерных интерферограмм. // Фундаментальные физико-математические проблемы и моделирование технико-технологических систем. Вып. 10 / Под ред. Л.А. Уваровой. М.: «Янус К», 2007, с. 125–127.
3. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, В.В. КРАСНОВ,
С.Н. СТАРИКОВ, П.А. ЧЕРЁМХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ МОДУЛЯЦИОННОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ, РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ, ШУМОВ ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР

Разрабатывается совокупность методов для комплексного измерения характеристик фото- и видеокамер различного назначения. Для получения двумерных модуляционных передаточных функций (МПФ) за одно измерение был разработан метод генерации специальных амплитудных масок. Разработана методика получения зависимости временных шумов от величины сигнала камеры по результатам съемки одной сцены. Получены радиометрические функции и шумовые характеристики для камер четырёх различных типов.

Цель исследований – разработка совокупности методов и реализующих их программ, позволяющих оперативно и на доступном оборудовании измерить характеристики фото- и видеокамер различного назначения: от веб- и бытовых камер до научных измерительных камер.

МПФ оптической системы характеризует ее способность передавать пространственные частоты. Среди методов измерения только метод случайных масок позволяет получать МПФ для всех пространственных частот за одно измерение. Однако данный метод дает только два ортогональных сечения двумерной МПФ. Разрабатываемый метод создается как усовершенствование метода случайных масок для одновременного измерения всех значений двумерной МПФ.

Так как нормированное среднеквадратическое отклонение (СКО) спектра мощности двумерных случайных масок (рис. 1а) всегда близко к единице, то в исходном методе используется усреднение одномерных спектров мощности по строкам или столбцам, что уменьшает СКО до приблизительно 0,04 (для маски размером 512×512 пикселей). Именно поэтому данный метод позволяет получить только два ортогональных сечения двумерной МПФ. В связи с этим был разработан алгоритм создания масок с постоянными спектрами мощности (рис. 1б). С использованием разработанного алгоритма возможно получение масок с спектрами мощности, обладающими СКО от 0,003. Это обеспечивает возможность получения двумерных МПФ за одно измерение.

Разработана методика нахождения временных шумов камер по результатам съемки одной сцены. Для этого необходимо по снятым

кадрам найти значения средних уровней сигнала и соответствующих им СКО как величин временного шума. Диапазон значений освещенности сцены должен превышать динамический диапазон камеры, при этом на изображении сцены должны присутствовать все полутона. На рис. 2а представлена измеренная зависимость временных шумов камеры Watec LCL-902С от уровня сигнала и расчётная корневая зависимость.

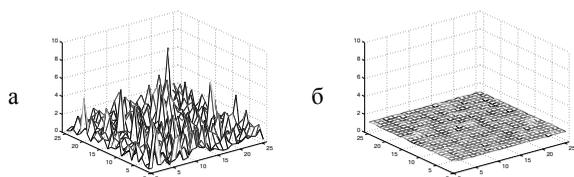


Рис. 1. Фрагменты спектров мощности случайной маски (а) и созданной маски с постоянным спектром мощности (б)

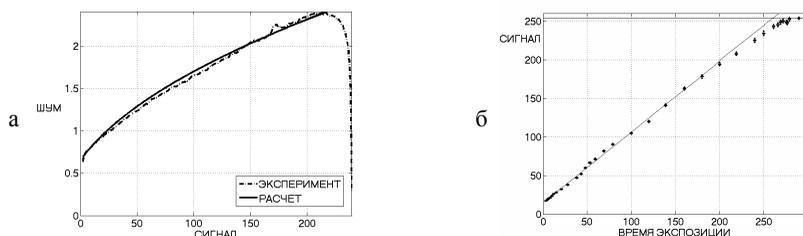


Рис. 2. Характеристики камеры Watec LCL-902С: измеренная и расчетная зависимости временных шумов от сигнала (а); радиометрическая функция (б)

Исследованы характеристики камер четырёх типов: бытовой цифровой камеры Canon EOS 400D, камеры видеонаблюдения с аналоговым выходом Watec LCL-902С, камеры технического зрения PixeLink PL-V781F и научной измерительной камеры MegaPlus II ES11000. Измерены временные и пространственные, как темновые, так и световые шумы указанных камер, а также значения констант пересчета числа электронов в цифровой сигнал. Получены радиометрические функции (рис. 2б) и определены величины линейного и полного динамического диапазонов.

Разрабатываемая совокупность методов и реализующих их программ должны обеспечить удобное измерение всех основных характеристик цифровых и аналоговых камер. Это позволит объективно оценивать возможности использования различных фото- и видеокамер, в том числе нижнего ценового диапазона, в оптико-цифровых системах отображения и обработки информации, а также для записи цифровых голограмм.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, В.Г. РОДИН, И.В. СОЛЯКИН,
С.Н. СТАРИКОВ, Е.А. ШАПКАРИНА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ГОЛОГРАММ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С МАЛОЙ ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТЬЮ

Описывается схема кольцевого призмного интерферометра для записи «некогерентных» голограмм излучением с малой временной когерентностью. Схема обеспечивает компенсацию разности оптических путей пучков и характеризуется отсутствием фокусирующих элементов, а также компактностью и жесткостью при установке элементов на оптическом контакте.

При распространении пространственно-некогерентного излучения, испускаемого или рассеянного объектом, информация об объекте содержится в модуле и фазе степени пространственной когерентности излучения. Регистрация двумерного распределения комплексной степени пространственной когерентности излучения позволяет получать «некогерентные» голограммы. Интерферометр, используемый для визуализации и фоторегистрации двумерной функции степени пространственной когерентности в виде интерференционных полос переменной видности, является основным узлом схем записи «некогерентных» голограмм. Если применяемое для записи голограмм излучение, кроме того, характеризуется малой временной когерентностью, то одно из главных требований к такому интерферометру заключается в обеспечении минимальной разности оптических путей между двумя его плечами при сохранении остальных функциональных возможностей.

Описываемая схема разработана на основе линзового интерферометра Харихарана-Сена с треугольным ходом лучей и призмного интерферометра поворота волнового фронта Ломанна-Пэриса. Схема интерферометра, приведенная на рис. 1, по конфигурации аналогична схеме линзового интерферометра с треугольным ходом лучей. Однако, оба объектива удалены, а зеркала заменены на 90° -ные призмы Π_1 и Π_2 с отражающим покрытием на поверхностях, образующих прямой угол. Делительная куб-призма ДКП делит излучение, приходящее из входной плоскости P_0 (плоскости регистрируемого объекта), на два пучка. Ребро прямого угла одной из призм (Π_1) расположено горизонтально, а ребро второй призмы (Π_2) образует с горизонтальной плоскостью угол φ . Так

как каждый из пучков поворачивается на угол φ , а направления поворота противоположны, то пространственный масштаб интерференционной картины в выходной плоскости интерферометра – плоскости регистрации голограммы P_1 равен $m = (2 \cdot |\sin 2\varphi|)^{-1}$.

Характер зависимости масштаба от угла φ , позволяет ограничиться при использовании интерферометра значениями φ , не превышающими единиц градусов. Это обеспечивает прохождение обеими пучками практически одних и тех же участков оптических элементов и свободного пространства и, как следствие, отсутствие разности длин оптических путей пучков.

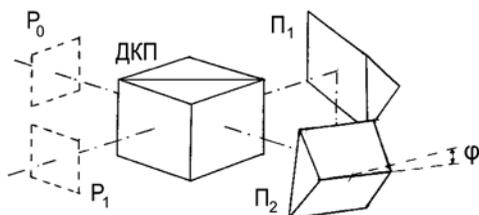


Рис. 1. Схема кольцевого призмного интерферометра с компенсацией разности хода пучков для записи голограмм

Таким образом, разработанный кольцевой призмный интерферометр для визуализации степени пространственной когерентности обеспечивает компенсацию разности оптических путей пучков, что является необходимым условием для надежной регистрации голограмм при использовании излучения с малой (10^2 мкм и менее) длиной когерентности. Кроме того, схема характеризуется возможностью регулировки пространственного масштаба интерференционной картины, отсутствием фокусирующих элементов, компактностью и жесткостью при установке элементов на оптическом контакте.

Предполагается использование данного интерферометра для записи голограмм, в том числе цифровых, пространственно-некогерентным излучением с малой временной когерентностью, а также в составе некогерентного фурье-анализатора изображений.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

-А-

Абрамов А.Ю. 43
Акрестина А.С. 106
Алексеев А.С. 153
Ан П.П. 199
Андреев П.С. 193
Андреева О.В. 206
Анисимов Д.О. 76
Антоничева Е.А. 108, 189
Аржановский К.В. 78
Афанасьев К.Н. 16

-Б-

Безрук М.Н. 34
Бекяшева З.С. 216
Беспалов В.Г. 110, 142, 175
Бойченко А.П. 195, 197
Бородин М.В. 76
Борисанова А.О. 218
Брагар И.В. 118
Бражников Д.В. 102
Бусурин В.И. 32
Буяновская Е.М. 136
Быковский А.Ю. 181

-В-

Васильев В.В. 102
Векшин М.М. 61, 88, 163
Величанский В.Л. 102
Витрик О.Б. 49, 63, 84, 86
Водовский Д.В. 88
Володин В.Д. 128
Волостников В.Г. 16, 132
Вольф И.Э. 169
Воронов Б.М. 16, 132
Воронцов Е.Н. 199
Вышенская Т.В. 36

-Г-

Гавриков В.А. 204
Гавриленко Г.И. 92
Гаврилин Д.А. 197
Гаврилов Д.А. 112
Гаврилова Т.С. 112
Галуцкий В.В. 124, 155
Гапонов А.Ю. 108, 189
Гаранькова И.А. 148
Голуб И.Е. 94

Гольцман Г.Н. 18, 144, 199, 201
Горбань С.А. 122
Городецкий А.А. 142
Горшков К.Н. 144
Грачев Я.В. 142
Гричук Е.С. 183
Гурбатов С.О. 86
Густомясов И.В. 202

-Д-

Дайнеко С.В. 98
Даниленко С.С. 74
Даугель-Дауге А.А. 165
Дерагачёв М.П. 118, 120, 122
Диваков Д.В. 152
Довбешко Г.И. 118, 120
Доронин И.С. 51
Дроздов А.А. 140
Дудкина Т.Д. 128
Дятел С.Г. 148

-Е-

Евтихийев Н.Н. 20, 230, 232
Евтихьева О.А. 14
Егоров А.Н. 78
Егорышева А.В. 128
Елезов М.С. 199
Елютин С.О. 165
Ефимов Т.А. 191

-Ж-

Жирков А.О. 202
Жижченко А.Ю. 63

-З-

Захаров Ю.Н. 41, 179
Захарченко К.В. 98
Звей Нэй Зо 32
Зибров С.А. 102
Злоказов Е.Ю. 187

-И-

Иванов В.И. 53, 222
Иванов П.А. 185

-К-

Казакоев А.Ю. 199, 201
Казанцева Е.В. 96
Казин С.В. 210
Каменев О.Т. 82, 130
Капуто Ж.Г. 96

- Караванский В.А. 104
 Каргин Ю.Ф. 106
 Кардакова А.И. 199
 Кинев Н.В. 144
 Киреева Н.М. 157
 Кистенева М.Г. 106
 Клемяшов И.В. 38
 Ковалёв М.С. 220
 Козик В.В. 76
 Козлов С.А. 136, 140
 Козлова С.М. 150
 Колчинский В.А. 82, 130
 Компанец И.Н. 12
 Конюхов И.Ю. 126
 Корнеев А.А. 18, 201
 Корнышева С.В. 26
 Котковский Г.Е. 104
 Котова С.П. 16, 132
 Кошелец В.П. 144
 Кравченко А.А. 163, 195
 Краева Н.П. 49
 Крайский А.В. 171, 2087
 Краснов В.В. 214, 230
 Краснова К.А. 183
 Кретушев А.В. 36
 Кривов Л.И. 36
 Криштол В.В. 148, 159
 Кудрявцева А.Д. 100
 Кузин А.А. 53
 Кузищин Ю.А. 104
 Кузнецова С.А. 76
 Кузора В.Ф. 155
 Кузьмина М.Г. 183
 Куликова Г.В. 161, 193
 Кулиш С.М. 228
 Кульчин Ю.Н. 49, 63, 84, 86, 130
 Куля М.С. 142
 Курбатов И.А. 187
 Кучмижак А.А. 84
- Л-**
- Лавров А.П. 177
 Лаврухин Д.В. 55
 Ланцов А.Д. 63
 Лапицкий К.М. 47
 Лебедев В.А. 157
 Левин И.А. 173
 Левченко А.С. 163
 Леонтьев А.В. 80
 Лесничий В.В. 206
- Ливашвили А.И. 53, 222
 Литвинова М.Н. 148
 Лихачев М.Е. 65
 Лобазникова В.С. 128
 Лобынцева В.В. 41
 Ломакин А.Г. 26
 Лопатина П.С. 159
 Лосевский Н.Н. 16
 Лоцилов К.Е. 45
 Лушников Д.С. 22, 218
 Лысак Д.А. 70
- М-**
- Маврицкий О.Б. 78
 Маймистов А.И. 96, 138
 Макаров Е.А. 110, 175
 Малов А.Н. 94, 114, 167, 169
 Манькин Э.А. 28, 80, 153, 183
 Маркин В.В. 22, 218
 Мартынов И.П. 104
 Масальский Н.В. 146
 Медведев Ю.В. 59
 Медведева С.Ю. 59
 Мелехов А.П. 55
 Мелькумов М.А. 66
 Мельниченко Е.В. 153
 Минаев В.Л. 26
 Миронова Т.В. 171, 208
 Михалев А.С. 57, 224
 Михалева Е.М. 57, 224
 Мишина Е.Д. 96
 Моисеенко В.Н. 118, 120, 122
 Морозов О.А. 179
 Москаленко Н.Н. 82
- Н-**
- Неупокоева А.В. 94, 114
 Нечаев А.В. 92
 Никитин В.А. 61, 163
 Нуйкин Д.П. 132
- О-**
- Огурцова А.А. 32
 Одинокоев С.Б. 22, 218, 220
 Ожегов Р.В. 144
 Окшнев К.Н. 51
 Олейников В.А. 98
 Онацкий А.Н. 167
 Оразбаев Б.Д. 72
 Осовицкий А.Н. 72, 74
 Остроухова Е.И. 138
 Ошурко В.Б. 28

- П-**
 Павлов А.В. 216
 Павлов А.Ю. 22, 218
 Павлов И.Н. 30
 Павлов П.В. 169
 Павлов С.В. 68
 Пекленков В.Д. 126
 Пен Е.Ф. 116
 Перин А.С. 150
 Петров Н.В. 175
 Петровский А.Н. 78
 Печенкин А.А. 78
 Пикуль О.Ю. 161, 193
 Попугаева В.В. 106
 Поройков А.Ю. 226
 Преображенский Н.Б. 112
 Прохоров В.П. 70
 Пулин М.Ю. 177
 Путилин А.Н. 202
- Р-**
 Рагер Б.Ю. 181
 Разуева Е.В. 16
 Расковская И.Л. 14
 Рекунова Н.Н. 222
 Ринкевичюс Б.С. 14
 Романов А.А. 61
 Ромашко Р.В. 34, 191
 Ропяной А.А. 28
 Рябухо В.П. 43
- С-**
 Савонин С.А. 43
 Савченко А.Г. 88
 Семерок А.Ф. 80
 Сергеев А.Н. 206
 Сивак А.В. 102
 Сидоров Н.В. 108, 189
 Ситников Н.Н. 90
 Скорнякова Н.М. 24
 Смирнов С.В. 106
 Солякин И.В. 232
 Сорокина Л.В. 94
 Соломашенко А.Б. 220
 Стариков Р.С. 20, 187
 Стариков С.Н. 212, 214, 230, 232
 Стенина М.А. 36
 Строганов В.И. 148, 157, 161, 193
 Строганова Е.В. 124, 155
 Султанов Т.Т. 208
- Сюй А.В. 108, 189
- Т-**
 Таганов А.О. 36
 Тайченачеев А.В. 102
 Тархов М.А. 199
 Толкачев А.В. 14, 47, 226
 Тренихин П.А. 134
 Трофимов Н.С. 68
 Трухин В.Н. 140
 Тычинский В.П. 36, 38
- У-**
- Ф-**
 Федосов М.В. 28
 Фёдоров А.Н. 28
 Франтовская А.И. 66
- Х-**
 Хотнянская Е.Б. 88
 Хохлов А.А. 152
 Хулапко С.В. 65
- Ц-**
 Цема А.А. 124
 Цыпкин А.Н. 140
- Ч-**
 Черёмхин П.А. 212, 230
 Чернега Н.В. 100
 Черняеский В.А. 124
 Чехлова Т.К. 68
 Чистяков А.А. 98, 104
- Ш-**
 Шандаров В.М. 134, 150
 Шандаров С.М. 76, 106
 Шапкарина Е.А. 232
 Шаталов И.Г. 116
 Шаульский Д.В. 187
 Швачич В.Г. 118, 120
 Швец Т.В. 120, 122
 Шевчук А.С. 100
 Шелковников В.В. 116
 Шеляков А.В. 90
- Щ-**
 Щербентовский А.П. 179
 Щербина В.В. 76
- Э-**
- Ю-**
 Юдин В.И. 102
- Я-**
 Яковенко Н.А. 61, 70, 124, 155, 163
 Яновский А.В. 204