

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

**III ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФОТОНИКЕ И ИНФОРМАЦИОННОЙ
ОПТИКЕ**

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Москва

УДК 535(06)+004(06)
ББК 72г
Н 34

**III ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФОТОНИКЕ И
ИНФОРМАЦИОННОЙ ОПТИКЕ: Сборник научных трудов.** М.: НИЯУ МИФИ,
2014. – 304 с.

Сборник научных трудов содержит доклады, включенные в программу III Всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике, проходившей в рамках Научной сессии НИЯУ МИФИ-2014 29–31 января 2014 г. в Москве. Тематика конференции охватывает широкий круг вопросов: когерентная и нелинейная оптика, оптика кристаллов, волоконная и интегральная оптика, взаимодействие излучения с веществом и оптические материалы, оптическая связь, цифровая оптика и синтез дифракционных оптических элементов, голография и оптическая обработка информации, оптоэлектронные устройства, прикладная оптика.

Ответственный редактор Родин В.Г.

Статьи получены до 20 ноября 2013 года.
Материалы издаются в авторской редакции.

ISBN 978-5-7262-1904-2

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2014

Подписано в печать 22.11.2013. Формат 60×84 1/16.
Печ. л. 19,0. Тираж 190 экз. Заказ № 253.

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

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатели:

- Гуляев Ю.В. – Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
- Евтихий Н.Н. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
- 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 национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики
- Комоцкий В.А. – Российский университет дружбы народов, Москва
- Компанец И.Н. – Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
- Криштоп В.В. – Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск
- Кульчин Ю.Н. – Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
- Лавров А.П. – Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
- Маймистов А.И. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
- Малов А.Н. – Иркутский государственный медицинский университет
- Манькин Э.А. – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва
- Потатуркин О.И. – Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск
- Проклов В.В. – Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
- Стариков Р.С. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
- Твердохлеб П.Е. – Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск
- Фетисов Ю.К. – Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматизации
- Фёдоров И.Б. – Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
- Шандаров С.М. – Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

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: (499) 324-74-03. Факс: (499) 324-74-03.
E-mail: holo@pico.mephi.ru, holo_mephi@mail.ru.
Адрес в Интернет: <http://pico.mephi.ru/fio2014/>

СОДЕРЖАНИЕ

АНЦЫГИН В.Д., ПОТАТУРКИН О.И. Стационарная и нестационарная импульсная терагерцовая спектроскопия.....	15
ГЛЕЙМ А.В., ЕГОРОВ В.И., АНИСИМОВ А.А., НАЗАРОВ Ю.В., КЫНЕВ С.М., РУПАСОВ А.В., ЧИСТЯКОВ В.В., ГАЙДАШ А.А., СМИРНОВ М.А., ЧИВИЛИХИН С.А., КОЗЛОВ С.А. Квантовая рассылка криптографического ключа по оптическому волокну телекоммуникационного стандарта на расстояние 200 км со скоростью 0,18 Кбит/с.....	17
ШАНДАРОВ С.М., КИСТЕНЕВА М.Г., ШЕПЕЛЕВИЧ В.В. Фото- и термоиндуцированные эффекты в кристаллах: физические явления и приложения.....	19
МАЙМИСТОВ А.И., ГАБИТОВ И.Р. Электромагнитное поле на границе раздела положительно и отрицательно преломляющих сред.....	21
КУЗЯКОВ Б.А., ТИХОНОВ Р.В. К проблеме повышения доступности оптической телекоммуникационной системы с атмосферными сегментами.....	23
КРИВОРОТОВ А.С., НАНИЙ О.Е., ТРЕЩИКОВ В.Н., УЛАНОВСКИЙ Ф.И. Расширение областей применения и совершенствование технологий оптической связи.....	25
ЗАЖИГИН А.А., ИЛЬИН М.Ю., ЛОБАЧЕВ В.В., СТРАХОВ С.Ю. Обоснование методических параметров численного моделирования распространения излучения через турбулентную атмосферу.....	27
КИЙКО В.В., ОФИЦЕРОВ Е.Н., МИХАЙЛОВ Д.А. Широкодиапазонный быстродействующий корректор наклонов волнового фронта.....	29
МОЛЧАНОВ В.Я., ЧИЖИКОВ С.И., ЮШКОВ К.Б. Адаптивное формирование спектральных функций акустооптических фильтров.....	31
ЛАВРОВ А.П., ЗЕЙДЛИЦ А.А., ИВАНОВ С.И. Исследование выходного шумового распределения в акустооптическом фильтре сжатия ЛЧМ радиосигналов.....	33
ЗАЧИНЯЕВ Ю.В. Моделирование формирователя линейно-частотно-модулированных радиосигналов на основе бинарных волоконно-оптических структур.....	35
ДОДУХОВА И.А., БЫЛИНА М.С. Математическая модель эрбиевого волоконного усилителя.....	37
ИГНАТЬЕВ А.Д., ЗАРЕНБИН А.В., ГРИДНЕВА Г.Н., КОТОВ Л.В., ЛИХАЧЕВ М.Е. Волоконно-оптический эрбиевый усилитель для атмосферных линий связи.....	39

ЛАЗАРЕВ В.А., ПНЕВ А.Б., ШЕЛЕСТОВ Д.А. Система стабилизации длительности импульса пикосекундного лазера.....	41
ХРИПУНОВ С.А., РАДНАТАРОВ Д.А., КОБЦЕВ С.М., СКОРКИН А.В. Удвоение частоты излучения непрерывного волоконного лазера в высокочастотном частично-связанном суб-резонаторе.....	43
САМСОНОВА Ж.А., СУРИН А.А. Генерация второй гармоники в кристалле LBO от излучения импульсного волоконного ВКР лазера на длине волны 1118 нм.....	45
МАКСИМЕНКО В.А. Особенности фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития в сходящихся и расходящихся пучках.....	47
МАКАРОВ В.А., ПЕТНИКОВА В.М., ПОТРАВКИН Н.Н., ШУВАЛОВ В.В. Эллиптически поляризованные волны в изотропной гиротропной нелинейной среде: периодические аналоги многосолитонных комплексов.....	49
ДОВГИЙ А.А., МАЙМИСТОВ А.И. Исследование уединенных электромагнитных волн в цепочке нелинейных волноводов с чередующимися значениями показателя преломления.....	51
ИВАХНИК В.В., НИКОНОВ В.И., САВЕЛЬЕВ М.В. Удвоенное обращение волнового фронта при шестиволновом взаимодействии на тепловой нелинейности.....	53
БУЯНОВСКАЯ Е.М., КРЫШКОВЕЦ Е.В. Теоретическая модель нелинейного интерферометра Фабри-Перо в поле импульсов из малого числа колебаний.....	55
КАЗАНЦЕВА Е.В., МАЙМИСТОВ А.И. Когерентное усиление волн в антинаправляющем волоконном ответвителе с резонансными примесными атомами.....	57
КАУРОВ А.В. Четырёхволновое взаимодействие излучения при квазиперпендикулярной геометрии взаимодействия.....	59
КРАЙСКИЙ А.А., КРАЙСКИЙ А.В. Условия повышения интенсивности светового излучения внутри слоистой периодической непоглощающей структуры.....	61
ЯБЛОКОВА Л.В., ГОЛОВАШКИН Д.Л. Согласованное разностное решение уравнений Даламбера и Максвелла. Двумерный случай.....	63
АРТЮКОВ И.А., ФЕЩЕНКО Р.М., ПОПОВ Н.Л., ВИНОГРАДОВ А.В. О прямой и обратной задаче когерентного изображения наклонных объектов.....	65
ЛЕВИН И.А. Гибридные тепловизионные «панкратические» объективы длинноволнового ИК-диапазона.....	67
МАНЬКИН Э.А., МЕЛЬНИЧЕНКО Е.В. Квантовые вычисления и коммуникации на основе свойств фотонного эха.....	69

КОЛЯДИН А.Н., АЛАГАШЕВ Г.К., ЛУКОВКИН А.Ю., КОСОЛАПОВ А.Ф., ПРЯМИКОВ А.Д., БИРЮКОВ А.С.	
Влияние изгиба на характеристики полых микроструктурированных световодов с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка.....	71
ДОСТОВАЛОВ А.В., ВОЛЬФ А.А., ДУБОВ М.В., МЕЗЕНЦЕВ В.К., БАБИН С.А.	
Поточечная запись волоконной брэгговской решетки фемтосекундным излучением с длиной волны 515 нм и её характеристика.....	73
КОРОЛЕНКО П.В., ЛОГАЧЕВ П.А., МИШИН А.Ю., РЫЖИКОВА Ю.В.	
Новые возможности улучшения средств оптической диагностики аperiодических структур с фрактальными свойствами.....	75
ВЕКШИН М.М., НИКИТИН В.А., ЯКОВЕНКО Н.А.	
Изготовление и исследование одномодовых волноводных структур в стекле на длине волны 1.55 мкм.....	77
МАКСИМОВ М.И., ПАВЛОВ С.В., ЧЕХЛОВА Т.К.	
Температурная зависимость эффективного показателя преломления канальных золь-гель волноводов.....	79
МАСАЛЬСКИЙ Н.В.	
Оптимизация технологических параметров КНИ решетчатого элемента связи	81
ЗУЕВ И.А.	
Устранение фантомов при измерении коротких линий с помощью рефлектометра.....	83
СОТНИКОВА Г.Ю., АЛЕКСАНДРОВ С.Е., ГАВРИЛОВ Г.А., КАПРАЛОВ А.А.	
Быстродействующие оптоволоконные сенсоры на основе АЗВ5 фотодиодов для ИК-фотометрии.....	85
БОРОДАКО К.А., ШЕЙФЕР Д.В., ШЕЛЯКОВ А.В., СИТНИКОВ Н.Н.	
Разработка термочувствительного элемента с обратной памятью формы для волоконно-оптического термодатчика.....	87
АЛИЕВ С.А., ТРОФИМОВ Н.С., ЧЕХЛОВА Т.К.	
Исследование свойств пленок, изготовленных по гель-технологии.....	89
ГОРДИЕНКО А.В., МАВРИЦКИЙ О.Б., ЕГОРОВ А.Н., ПЕЧЁНКИН А.А., САВЧЕНКОВ Д.В.	
Корреляция ионизационной реакции в чувствительных точках и уровня стойкости к воздействию отдельных ядерных частиц при лазерном тестировании интегральных схем.....	91
ОДИНОКОВ С.Б., САГАТЕЛЯН Г.Р.	
Создание фазовых дифракционных оптических элементов для формирования точечных эталонных изображений.....	93
БОЛДЫРЕВ К.Н., ПИСАРЕВ Р.В., ПОПОВА М.Н., БЕЗМАТЕРНЫХ Л.Н.	
Особенности оптических спектров сегнетозэлектрика CuV_2O_4	95
НАЛБАНТОВ Н.Н., СТРОГАНОВА Е.В., ГАЛУЦКИЙ В.В.	
Распределение электромагнитного поля продольной накачки в градиентном лазерном кристалле с двойным легированием ионами Er^{3+} и Yb^{3+}	97

ДОВЖЕНКО Д.С., МАРТЫНОВ И.Л., ЕРЕМИН И.С., ЧИСТЯКОВ А.А. Исследование фотолюминесценции квантовых точек CdSe/ZnS, внедренных в микрорезонатор из пористого кремния.....	99
МАТЮШКИН Л.Б., МУСИХИН С.Ф., АЛЕКСАНДРОВА О.А., МОШНИКОВ В.А. Особенности химического синтеза полупроводниковых наночастиц, люминесцирующих в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.....	101
ДЕГОДА В.Я., КУЧАКОВА И.Ю. Кинетика затухания фосфоресценции люминесцентной керамики ZnS-Mn при рентгеновском возбуждении.....	103
ЗАСЕДАТЕЛЕВ А.В., ПУШКАРЕВ В.Е., КАРПО А.Б., ФЕОФАНОВ И.Н., КРАСОВСКИЙ В.И. Фотофизические свойства коллоидов на основе фталоцианинов хлоралюминия и наночастиц золота.....	105
АДАМОВ Г.Е., ЗИНОВЬЕВ Е.В., ШМЕЛИН П.С., ПОРОШИН Н.О., ГРЕБЕННИКОВ Е.П. Изменение параметров фотоцикла бактериородопсина в составе гибридных наноструктур.....	107
ГОРЯЕВ М.А., СМИРНОВ А.П. Сенсибилизация красителями фотопроцессов в твердых телах.....	109
ПЫНЕНКОВ А.А., НИЩЕВ К.Н., ФИРСТОВ С.В. Исследование влияния окислительно-восстановительных условий синтеза на спектрально-люминесцентные свойства германатных стекол, активированных ионами висмута.....	111
АГАФОНОВА Д.С., СИДОРОВ А.И., КОЛОБКОВА Е.В., ИГНАТЬЕВ А.И., НИКОНОРОВ Н.В. Оптические стекла и волокна, содержащие молекулярные кластеры серебра и полупроводниковые квантовые точки, для волоконно-оптических датчиков.....	113
БАБКИНА А.Н., ШИРШНЕВ П.С., ЦЕХОМСКИЙ В.А., НИКОНОРОВ Н.В. Влияние температуры на экситонное поглощение нанокристаллов CuNaI в калиево-алюмооборатных стеклах.....	115
БУДОВИЧ В.Л., БУДОВИЧ Д.В., КОТКОВСКИЙ Г.Е., ПЕРЕДЕРИЙ А.Н., СЫЧЕВ А.В., ЧИСТЯКОВ А.А. Спектрометр приращения ионной подвижности с эксимерным источником ионизации.....	117
МАМРАШЕВ А.А., НИКОЛАЕВ Н.А. Стационарная терагерцовая спектроскопия нелинейно-оптических кристаллов.....	119
ГРАЧЁВ Я.В., ОСИПОВА М.О., БЕСПАЛОВ В.Г. Метод определения ширины спектра изучения в системах импульсной терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени.....	121

ХАРЧЕНКО С.А., ГАЛУЦКИЙ В.В., КУЗОРА В.Ф., СТРОГАНОВА Е.В., ЯКОВЕНКО Н.А. Терагерцовые спектры коэффициента преломления градиентного ниобата лития.....	123
ДАЙНЕКО С.В., МАРТЫНОВ И.Л., ЧИСТЯКОВ А.А., САМОХВАЛОВ П.С., НИКИТЕНКО В.Р., ЛЫПЕНКО Д.А., МАЛЬЦЕВ Е.И. Органические светодиоды с активным слоем на основе квантовых точек CdSe/ZnS.....	125
ПОЖИДАЕВ Е.П., МИНЧЕНКО М.В., ТОРГОВА С.И. Электроуправляемая фазовая модуляция света в спиральных наноструктурах жидкокристаллических сегнетоэлектриков.....	127
ГОНЧАРОВА П.С., КРИШТОП В.В., ЛИВАШВИЛИ А.И., ФАЛЕЕВ Д.С., ЛЕБЕДЕВ В.А. Определение предельной угловой апертуры электрооптического модулятора.....	129
СЕРЕБРЕННИКОВ Л.Я., КРАКОВСКИЙ В.А., ПАРГАЧЁВ И.А., ШАНДАРОВ С.М., ЧУМАНОВ М.В. Акустооптические модуляторы лазерного излучения на основе кристаллов РКТР.....	131
КУТУЗА И.Б., ПОЖАР В.Э., ПУСТОВОЙТ В.И. О методе измерения и восстановления сплошных оптических спектров для акустооптических спектрометров.....	133
ПЕРЧИК А.В., ТОЛСТОГУЗОВ В.Л., ЦЕПУЛИН В.Г., СТАСЕНКО К.В. Акустооптические микровидеоспектрометры для различных приложений.....	135
БУСУРИН В.И., АХЛАМОВ П.С., БЕРДЮГИН Н.А. Исследование характеристик преобразователя ускорения на основе оптического туннельного эффекта.....	137
РОМАШКО Р.В., ЕФИМОВ Т.А. Голографический интерферометр для исследования колебаний субмикрометровых объектов.....	139
ШЕПЕЛЕВИЧ В.В., МАКАРЕВИЧ А.В., ДУБИНА М.В., ШАНДАРОВ С.М. Выходные характеристики смешанных голограмм в кристалле ВТО.....	141
БЫКОВСКИЙ А.Ю., РАГЕР Б.Ю. Гетерогенная модель оптоэлектронной обработки данных мобильным агентом в сетцентрической системе.....	143
БЕРЕЖНОЙ В.Н., ЗАХАРОВ М.С., ЗАХАРОВ С.М. Спектрально-временная динамика сигналов пульсовой волны, полученных методом фотоплетизмографии.....	145
ЯКОВЛЕВА Т.В. Теоретический расчет сигнала и шума при анализе огибающей в условиях распределения Райса.....	147

ИВАНОВ П.А. Сравнение характеристик корреляционных пиков для составных фильтров в задачах распознавания изображений.....	149
ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., ПЕТРОВА Е.К., СТАРИКОВ Р.С., ШАУЛЬСКИЙ Д.В. Исследование корреляционных метрик для распознавания изображений с использованием инвариантных фильтров с минимумом шума и энергии корреляции.....	151
ВОЛОСТНИКОВ В.Г., КИШКИН С.А., КОТОВА С.П. Контурный анализ с использованием оптики спиральных пучков: результаты численного моделирования. Развитие метода.....	152
МЫСИНА Н.Ю., МАКСИМОВА Л.А., РЯБУХО В.П. Статистическое распределение разности фаз в спекл-поле.....	154
НИКОЛАЕВА Т.Ю., ПЕТРОВ Н.В., СТАСЕЛЬКО Д.И. Статистическое исследование рассеивающих и излучающих частиц в объеме оптической среды.....	156
БАСИСТЫЙ Е.В. Детектирование малых линейных перемещений с помощью ступенчатой фазовой структуры.....	158
ПАВЛОВ И.Н., СУРОВЦЕВ П.Ю., ТОЛКАЧЕВ А.В. Определение коэффициента диффузии двухслойной жидкости методом лазерной рефрактографии.....	160
ЛАТУШКО М.И., ВИШНЯКОВ Г.Н., ЛЕВИН Г.Г. Сдвиговая интерферометрия фазовых шагов для микроскопии живых клеток.....	162
СМИРНОВ И.В., ЛЫЧАГОВ В.В., КАЛЪЯНОВ А.Л. Эффекты дисперсии в широкополосной интерференционной микроскопии.....	164
МОРОЗОВ А.В., ПУТИЛИН А.Н., КОПЕНКИН С.С., БОРОДИН Ю.П. Мультикогальная печать в 3D голографических принтерах.....	166
ЯНОВСКИЙ А.В. Новый подход к защитной голографии: комбинированная голограмма на основе аналогового изображения 3D-объекта.....	168
ГАНЖЕРЛИ Н.М., ГУЛЯЕВ С.Н., МАУРЕР И.А., ЧЕРНЫХ Д.Ф. Голографические методы создания диффузоров.....	170
ПАВЛОВ А.В. Моделирование когнитивного диссонанса методом голографии Фурье.....	172
БЕТИН А.Ю., БОБРИНЁВ В.И., ДОНЧЕНКО С.С., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю. Методы считывания компьютерно-синтезированных одномерных мультиплексированных фурье-голограмм для голографической памяти.....	174
БОНДАРЕВА А.П., ЕВТИХИЕВ Н.Н., КРАСНОВ В.В., СТАРИКОВ С.Н. Схема оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением и возможностью динамической смены кодирующего ключа.....	176
ЕВТИХИЕВ Н.Н., ПОРШНЕВА Л.А., СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А. Улучшение качества численного и оптического восстановления изображений с цифровых голограмм.....	178

САВОНИН С.А., АБРАМОВ А.Ю., РЯБУХО П.В. Численная коррекция фазовых сдвигов в цифровой голографической интерферометрии.....	180
ДУДЕНКОВА В.В., КИСЕЛЕВ Б.И., ЗАХАРОВ Ю.Н. Особенности использования мерцания флуорофоров для получения сверхвысокого разрешения при совмещении с голографическим измерением оптической толщины.....	182
КРАЙСКИЙ А.В., МИРОНОВА Т.В. Сравнение голографической интерферометрии и корреляционного фонового метода в рефрактометрических измерениях процесса диффузии.....	184
САИТОВ С.В., АНДРЕЕВА Н.В., АНДРЕЕВА О.В. Оценка оптических постоянных нанопористой голограммы.....	186
МОЛОДЦОВ Д.Ю., РОДИН В.Г., СТАРИКОВ С.Н. Распознавание по пространственным и спектральным параметрам объектов с протяжённым спектром излучения в дисперсионном корреляторе.....	188
КУЗЯКОВ Б.А., ТИХОНОВ Р.В. Эффективные методы повышения дальности действия оптической беспроводной телекоммуникационной системы.....	189
КУЗЯКОВ Б.А., ШИЛОВ И.П., ТИХОНОВ Р.В. Стабилизация модового состава в волоконно-оптических усилителях комбинированных линий телекоммуникаций.....	191
СЛЕПЦОВ М.А., НАНИЙ О.Е., ТРЕЩИКОВ В.Н., САЧАЛИН Е.А. Метрологическое обеспечение при эксплуатации волоконно-оптических систем дальней связи.....	193
ИВАНОВ С.И., ЛАВРОВ А.П., САЕНКО И.И. Динамический диапазон и отношение сигнал/шум диаграммообразующих систем микроволновых ФАР на базе элементов аналоговой фотоники.....	195
СИМОНОВ М.А., ЗАРЕНБИН А.В., ГРИДНЕВА Г.Н. Опыт разработки и применения волоконно-оптического телеметрического комплекса мониторинга состояния объекта коксования нефтепродуктов.....	197
РАДНАТАРОВ Д.А., ХРИПУНОВ С.А., КОБЦЕВ С.М., ЛУНИН В.М. Квазинепрерывная перестройка частоты излучения мощного Nd:YVO ₄ /LBO лазера в широком диапазоне.....	199
БРЮХАНОВА Т.Н., КРИШТОП В.В., ЛИВАШВИЛИ А.И., ЯКУНИНА М.И. Нелинейное поглощение излучения в наножидкости.....	201
АКИМОВ А.А., ВОРОБЬЕВА Е.В., ИВАХНИК В.В. Временные характеристики четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности.....	203
АВЕРБУХ Б.Б. Преломление плоской S-поляризованной электромагнитной волны на выходе из среды, состоящей из электрических и магнитных диполей с отрицательными поляризуемостями.....	205

КАМЕНЕВ О.Т., КОЛЧИНСКИЙ В.А., ПЕТРОВ Ю.С., РОМАШКО Р.В. Применение титаната висмута для построения адаптивных волоконно- оптических сейсмоприемников.....	207
ЯРОВОЙ Л.К., ИВАЩЕНКО Д.А., РОЗУМНИК В.И. Подавление фазовых помех волоконного зонда лазерного виброметра нанометрового диапазона.....	209
ДОСТОВАЛОВ А.В., ВОЛЬФ А.А., ДУБОВ М.В., БАБИН С.А. Фемтосекундная поточечная запись волоконных брэгговских решеток через полиимидное покрытие.....	211
ДОСТОВАЛОВ А.В., КОРОЛЬКОВ В.П., БАБИН С.А., ГОЛУБЦОВ С.К., КОНДРАТЬЕВ В.И. Формирование наклонных и двумерных решеток при сканирующей фемтосекундной лазерной записи на металлах.....	213
НИКИТИН В.А., СКРЕДОВА Ю.И., ЯКОВЕНКО Н.А. Создание в стекле микролинз овальной формы.....	215
БАРКАЛОВ К.Е., ДОВЖЕНКО Д.С., ЧИСТЯКОВ А.А. Исследование зависимости спектра отражения микрорезонатора Фабри-Перо на основе пористого кремния от параметров многослойной структуры.....	217
ЕВЧИК А.В., МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВЕЦ Т.В. Матричные наноккомпозиты для повышения эффективности конверсии солнечных элементов.....	219
БОЛДЫРЕВ К.Н., ПОПОВА Е.А., ДОБРЕЦОВА Е.А., МАЛЬЦЕВ В.В., ЛЕОНИК Н.И. Магнитные и оптические свойства $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$	221
ДЮ В.Г., ХУДЯКОВА Е.С., КИСТЕНЕВА М.Г., ШАНДАРОВ С.М., КАРГИН Ю.Ф. Динамика фотоиндуцированных изменений оптического поглощения в кристалле $\text{V}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, наведенных непрерывным лазерным излучением.....	223
УМРЕЙКО Д.С., ВИЛЕЙШИКОВА Е.В., КОМЯК А.И., ЗАЖОГИН А.П., УМРЕЙКО С.Д. Исследование процессов образования нанокластеров оксидов урана на поверхности оксидированного алюминия.....	225
ПАТАПОВИЧ М.П., ЧИНЬ Н.Х., ЛЭ Т.К.А., ЗАЖОГИН А.П., БУЛОЙЧИК Ж.И. Синтез нанокластеров оксидов цинка, легированных железом и медью, из ортофосфатных солей в пористых образцах при лазерной абляции.....	227
КУЗИЩИН Ю.А., ДОВЖЕНКО Д.С., МАРТЫНОВ И.Л., ЧИСТЯКОВ А.А. Образование отрицательных ионов молекул тринитротолуола на поверхности пористого кремния при воздействии лазерного излучения различных длин волн.....	229
ЕГОРОВ В.И., ЗВЯГИН И.В., КЛЮКИН Д.А., НАЩЁКИН А.В., СИДОРОВ А.И. Формирование наночастиц серебра на поверхности серебросодержащих стекол при лазерной абляции.....	231

ДЁМИЧЕВ И.А., НИКОНОРОВ Н.В., СИДОРОВ А.И., ХРУЩЕВА Т.А. Влияние меди, введенной методом ионного обмена на оптические свойства натриево-силикатных стекол.....	233
ЕГОРЫШЕВА А.В., МЕЛЕХОВ А.П., ГЕРАСИМОВ И.А., БОГДАНОВ Г.С., СИПАЙЛО И.П., ДУДКИНА Т.Д., ЛАВРУХИН Д.В. Люминесценция прозрачной стеклокерамики, содержащей кристаллиты $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{F}_2$	235
БАБКИНА А.Н., НИКОНОРОВ Н.В., СИДОРОВ А.И., ШИРШНЕВ П.С., ШАХВЕРДОВ Т.А. Люминесцентный термохромизм калиево-алюмоборатных стекол с молекулярными кластерами $(\text{Cu}_2\text{O})_n$	237
ДЁМИЧЕВ И.А., СИДОРОВ А.И., НИКОНОРОВ Н.В., ХРУЩЕВА Т.А. Особенности люминесценции фототерморефрактивных стекол с серебром и ионами редкоземельных металлов.....	239
КРИВЕНКОВ В.А., КОТКОВСКИЙ Г.Е., НАБИЕВ И.Р., САМОХВАЛОВ П.С., СОЛОВЬЕВА Д.О., ЧИСТЯКОВ А.А. Влияние поверхностных лигандов на модификацию спектральных свойств квантовых точек УФ-лазерным излучением.....	241
ФАДАИЯН А.Р., АЛЬДИГУИ Х.А.Р., ВОРОПАЙ Е.С., ЗАЖОГИН А.П. Исследование влияния междуимпульсного интервала на процессы образования наночастиц и фракталов оксидов свинца на поверхности стекла при напылении тонких пленок сдвоенными лазерными импульсами при атмосферном давлении воздуха.....	243
УМРЕЙКО Д.С., ВИЛЕЙШИКОВА Е.В., КОМЯК А.И., ЗАЖОГИН А.П., УМРЕЙКО С.Д. Спектральные исследования процессов фотохимического образования наноконплексов урана переменной валентности в ацетоне с ДМСО.....	245
БАБАНИН В.Ф., ИВАНОВ П.А., МИХАЛЕВА Н.В., МОРОЗОВ В.В. Обнаружение и идентификация в живом веществе магнитоупорядоченных наноразмерных минералов железа методом ядерной гамма-резонансной спектроскопии.....	247
РОМАШКО Р.В., КОЛЧИНСКИЙ В.А. Исследование фотохромных свойств нитрида галлия.....	249
СИДОРОВ Н.В., ПАЛАТНИКОВ М.Н., ТЕПЛЯКОВА Н.А., ПИКУЛЬ О.Ю. Коноскопическое исследование оптической однородности монокристаллов LiNbO_3 : Mg (5,21) мол.% и LiNbO_3 : Fe(0,009):Mg (5,04) мол.%	251
ЛИТВИНОВА В.А., ЛИТВИНОВА М.Н. Апконверсия широкополосного ИК-излучения в кристаллах LiNbO_3 :Zn.....	253
ГАЛУЦКИЙ В.В., СТРОГАНОВА Е.В., ШМАРГИЛОВ С.А., ЯКОВЕНКО Н.А. Сравнительный анализ эффективности преобразователя из ниобата лития с градиентом состава и с градиентом периода.....	255
АНДРЕЕВ А.Л., ЗАЛЯПИН Н.В. Модуляция света в негеликоидальных сегнетоэлектрических жидких кристаллах.....	257

ЛИТВИНОВА М.Н., ЛИТВИНОВА В.А., ДЯТЕЛ С.Г. Характеристики тепловизора на нелинейных кристаллах.....	259
СТРОГАНОВА Е.В., ГАЛУЦКИЙ В.В., ЮРОВА Н.А. Исследование спектральных характеристик белков молока в терагерцовом диапазоне.....	261
ДАЙНЕКО С.В., ЗВАЙГЗНЕ М.А., ЛИНЬКОВ П.А., МАРТЫНОВ И.Л., ЧИСТЯКОВ А.А. Преобразователи излучения синих светодиодов на основе полупроводниковых квантовых точек в матрице органического полимера.....	263
КНЯЗЬКОВ А.В. Измерение наведенного двулучепреломления электрооптических материалов по отражению света.....	265
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., КРАЕВА Н.П. Измерение диаметра частиц пектина в процессе желирования корреляционным методом динамического рассеяния света.....	267
НАЛЕГАЕВ С.С., БУЯНОВСКАЯ Е.М., ПЕТРОВ Н.В., БЕСПАЛОВ В.Г. Исследование нелинейных оптических свойств жидкостей для задач восстановления параметров волнового фронта итерационным методом.....	269
БУТЬ А.И., ЛЯЛИКОВ А.М. Исключение переменных погрешностей в интерферометрии фазовых объектов.....	271
КОЛЕСОВ С.С., ПАВЛОВ П.В., МАЛОВ А.Н. Метод спекл-структур для диагностики поверхностей деталей.....	273
МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В. Анализ спекл-изображений методом «шахматной доски».....	275
КНЯЗЬКОВ А.В., КУКУРИЧКИН В.А. Оценка когерентности лазерного излучения по морфологии спекл-картин.....	277
ЗАХАРОВ М.С. Спектральный анализ кардиоинтервалов, полученных методом фотоплетизмографии.....	278
КРЮКОВ Н.А., ПЕГАНОВ С.А. О регуляризации в измерениях скорости изменения физических величин.....	280
ЛЕСНИЧИЙ В.В., ПЕТРОВ Н.В., ЧЕРЁМХИН П.А. Методика измерения спектральных характеристик ПЗС и КМОП-сенсоров бытовых камер отдельно по каналам фильтра Байера.....	282
БЕЛОКОНЕВ В.М., ВОЛКОВ В.Г., ГИНДИН П.Д. Комбинированные очки ночного видения.....	284
АНУФРИК С.С., ЛЯВШУК И.А., ЛЯЛИКОВ А.М. Учебно-лабораторный стенд для выполнения практических работ по различным разделам когерентной оптики.....	286
ОРЛОВ В.В., ПАВЛОВ А.В. Нейросетевая модель объёмных наложенных голограмм.....	288

ЕВТИХИЕВ Н.Н., КУРБАТОВА Е.А., СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А. Оценка качества оптического восстановления изображений с цифровых голограмм Френеля, выводимых на пространственно-временной модулятор света.....	290
МАЛОВ А.Н., ВОЛЬФ И.Э. Компьютерно-голографическая диагностика локальных дефектов остекления.....	292
КУДРЯВЦЕВ П.В., МАНУХИН Б.Г., АНДРЕЕВА О.В. Температурная стабильность объёмных полимерных голограмм в различных условиях.....	294
ЖЕРДЕВ А.Ю., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., КОЛЮЧКИН В.В., ЛУШНИКОВ Д.С., ОДИНОКОВ С.Б., СМИРНОВ А.В., СТАРИКОВ Р.С., ШВЕЦОВ И.А. Оценка качества мастер-матриц защитных голограмм с применением методов инвариантного корреляционного распознавания образов.....	296
РОДИН В.Г., СОЛЯКИН И.В., СТАРИКОВ С.Н., ШАПКАРИНА Е.А. Сравнение характеристик голограмм для некогерентных корреляторов, синтезированных с использованием преобразований Фурье и Хартли.....	298
Именной указатель авторов.....	300

В. Д. АНЦЫГИН, О. И. ПОТАТУРКИН
Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

СТАЦИОНАРНАЯ И НЕСТАЦИОНАРНАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Рассмотрены возможности методов стационарной и нестационарной терагерцовой спектроскопии для изучения процессов создания, трансформации и релаксации элементарных и коллективных возбуждений с субпикосекундным разрешением. Предложены варианты реализации системы нестационарной спектроскопии на базе титан-сапфирового лазера с многопроходным усилителем.

Методы стационарной широкополосной терагерцовой (ТГц) спектроскопии применяются для исследования процессов с участием свободных и локализованных носителей заряда, а также экситонов, поляронов, куперовских пар и других квазичастиц. Кроме того, они позволяют исследовать мультипольные внутри- и межмолекулярные взаимодействия с энергиями связи, лежащими в области от единиц до десятков миллиэлектронвольт. Особенности регистрируемого отклика материалов в этой области спектра несут информацию о механизмах и параметрах взаимодействий, а также о состояниях носителей заряда. Генерация ТГц излучения в системах импульсной стационарной ТГц спектроскопии обычно реализуется на основе преобразования фемтосекундных импульсов, например, волоконных лазеров в терагерцовые за счет создания в активной среде импульсного тока или нестационарной поляризации, релаксирующих за времена менее 1 пс. Регистрация напряженности ТГц поля осуществляется поляризационно-оптическим методом [1].

Естественным расширением возможностей стационарной импульсной ТГц спектроскопии является введение дополнительного канала предварительного возбуждения исследуемого образца оптическими или терагерцовыми импульсами. Регистрация терагерцового спектра в различные моменты времени после возбуждения позволяет исследовать динамику процессов создания, трансформации и релаксации элементарных и коллективных возбуждений с субпикосекундным разрешением [2].

Поскольку энергии импульса современных волоконных лазеров обычно недостаточно для предварительного возбуждения исследуемых образцов предложены варианты реализации системы нестационарной спектроскопии на базе титан-сапфирового лазера с многопроходным

усилителем (рис. 1). Изменение оптического пути излучения накачки в канале предварительного возбуждения образца осуществляется линией задержки 2. Канал предварительного возбуждения предусматривает размещение нелинейных преобразователей лазерных импульсов в излучение видимого и ИК диапазона. Также в канале возможно размещение дополнительного оптико-терагерцового преобразователя для создания мощного импульсного терагерцового излучения.

Проанализирована применимость различных моделей диэлектрической проницаемости и проводимости исследуемых образцов (модель Друде и др.). Кроме того, рассмотрены различные аналитические и численные методы решения обратной задачи для восстановления динамики свойств исследуемых материалов по терагерцовому отклику с субпикосекундной точностью.

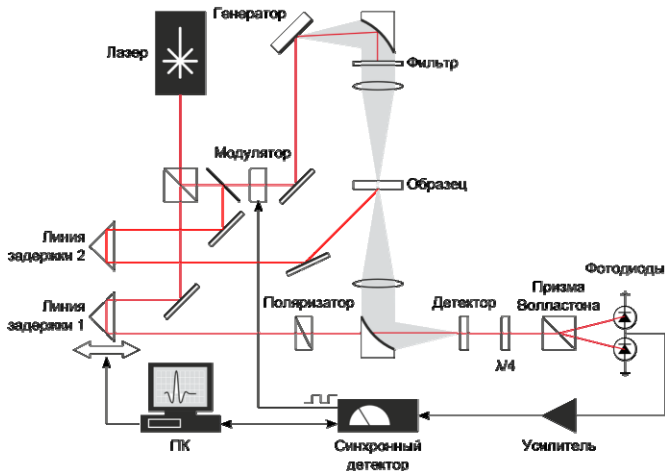


Рис. 1. Схема системы нестационарной терагерцовой спектроскопии

Система нестационарной спектроскопии может быть использована для исследования полупроводниковых материалов и структур, в том числе систем пониженной размерности, без нарушения их функционирования, а также для исследования физико-химических процессов с субпикосекундным разрешением для решения задач фемтохимии и фемтобиологии.

Список литературы

1. Мамрашев А.А., Потатуркин О.И. // Автометрия. 2011. Т.47. №4. С.16-22.
2. Ulbricht R., Hendry E., Shan J., et. al. // Rev. Mod. Phys. 2011. V.83. №2. P.543–586.

А.В. ГЛЕЙМ, В.И. ЕГОРОВ, А.А. АНИСИМОВ¹, Ю.В. НАЗАРОВ,
С.М. КЫНЕВ, А.В. РУПАСОВ, В.В. ЧИСТЯКОВ, А.А. ГАЙДАШ,
М.А. СМИРНОВ, С.А. ЧИВИЛИХИН, С.А. КОЗЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

*¹ОАО «Всероссийский научно-исследовательский институт радиоаппаратуры»,
Санкт-Петербург*

КВАНТОВАЯ РАССЫЛКА КРИПТОГРАФИЧЕСКОГО КЛЮЧА ПО ОПТИЧЕСКОМУ ВОЛОКНУ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО СТАНДАРТА НА РАССТОЯНИЕ 200 км СО СКОРОСТЬЮ 0,18 Кбит/с

Дан краткий обзор проблем современной квантовой информатики. Сообщается о работах, проводимых в Санкт-Петербургском национальном исследовательском университете информационных технологий, механики и оптики, по разработке систем квантовой криптографии и созданию квантовых оптических процессоров. Подробно обсуждаются возможности созданного здесь первого экспериментального образца системы квантовой криптографии на боковых частотах модулированного излучения. Представлены результаты экспериментальной демонстрации рассылки криптографического ключа со скоростью 0,18 Кбит/с на расстояние 200 км по оптическому волокну телекоммуникационного стандарта (рекордная скорость на таком расстоянии в стандартных линиях связи).

Дан обзор проблем современной квантовой информатики. Сообщается о работах по разработке систем квантовой криптографии и созданию квантовых процессоров, проводимых в НИУ ИТМО. Подробно обсуждаются возможности созданного впервые экспериментального образца системы квантовой криптографии на боковых частотах модулированного излучения, теоретические принципы которой были предложены в работе [1]. Достоинством данного класса систем является сохранение относительной фазы сигнала, достигаемое при однократном проходе по линии связи. Это позволяет избежать влияния флуктуаций параметров волокна на контраст сигнала при его детектировании. Известные альтернативные устройства являются двунаправленными [2], что накладывает серьёзные ограничения на скорость и дальность рассылки ключа, или основаны на сложных интерферометрических схемах [3].

Квантовый канал в системе рассылки криптографического ключа на боковых частотах модулированного излучения формировался в результате модуляции классического излучения. На вход электрооптического фазового модулятора, управляемого высокочастотным электрическим сигналом (4 ГГц), поступал оптический сигнал с узким (100 кГц) спектром. Данный сигнал модулировался по фазе с частотой 100 МГц отправителем и получателем. Фазовый сдвиг в каждый момент времени выбирался случайным образом из базиса, определяемого криптографическим протоколом. При этом на выходе из модулятора в оптическом сигнале появлялись боковые компоненты, отстоящие от центральной частоты на частоту управляющего сигнала, а их фазовый сдвиг соответствовал сдвигу в управляющем сигнале. В качестве источника излучения выступал непрерывный полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda=1550$ нм. Суммарная мощность излучения составляла 140 пВт. Индекс модуляции, определяемый как отношение мощности на боковой частоте к мощности на несущей частоте, составлял 1:40. Центральная оптическая частота и сигнал на боковых частотах детектировались отдельно фотодиодом и счётчиком одиночных фотонов соответственно. Было показано, что для разделения сигнала на близких частотах в этом случае может использоваться волоконная брэгговская решётка с π -сдвигом с пассивной термостабилизацией. Синхронизация задающих генераторов отправителя и получателя выполнялась с помощью посылки оптического сигнала, промодулированного по интенсивности с частотой 10 МГц.

Эксперимент по квантовой рассылке ключа выполнялся при среднем числе фотонов в импульсе $\mu\sim 0.5$. Приёмником являлся сверхпроводниковый детектор одиночных фотонов [4]. Значения контраста, достаточные для функционирования устройства, были достигнуты на дальностях до 250 км. Скорость генерации сырого ключа достигала 50 Кбит/с на 25 км и 180 бит/с на 200 км, что на порядок превосходит характеристики доступных коммерческих аналогов. Видность сигнала составляла до 99%, что соответствует квантовому коэффициенту ошибок 1%.

Список литературы

1. Merolla J.-M., Mazurenko Yu.T., Goedgebuer J.-P. // Phys.Rev. A. 1998. V.60. №3. P.1899.
2. Muller A., Herzog T., Huttner B., et. al. // Appl. Phys. Lett. 1997. V.70. P.793.
3. Takesue H., Nam S.W., Zhang Q., et. al. // Nature Photonics. 2007. N1, P.343.
4. Gol'tsman G.N., Okunев O.V., Chulkova G.M., et. al. // Applied physics letters. 2001. V.79. P.705.

С.М. ШАНДАРОВ, М.Г. КИСТЕНЕВА, В.В. ШЕПЕЛЕВИЧ¹

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

¹Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,

Беларусь

ФОТО- И ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ: ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

Рассмотрены индуцированные световым излучением и термическим воздействием эффекты изменения оптического поглощения и формирования сильных электрических полей в кристаллах с дефектными центрами. Проведен обзор некоторых приложений фото- и термоиндуцированных эффектов в электрооптических и сегнетоэлектрических кристаллах.

Процессы фотовозбуждения неравновесных носителей заряда и их перераспределения по дефектным центрам за счет диффузии, фотогальванического эффекта и дрейфа во внешних и внутренних электрических полях играют определяющую роль при записи в электрооптических кристаллах фоторефрактивных голограмм [1-5]. Такое перераспределение часто сопровождается фотохромным эффектом вследствие изменения сечения фотоионизации дефектов, заполненных носителями заряда [4, 6, 7]. Термоиндуцированные процессы перераспределения зарядов также могут приводить к изменению оптического поглощения кристаллов [6, 7]. При экспозиции фоточувствительного кристалла неоднородным световым распределением в нем формируются электрические поля, а если он является сегнетоэлектрическим, то изменение его температуры приводит к появлению дополнительного электрического поля, имеющего пироэлектрическую природу [8].

В настоящем сообщении рассмотрены физические явления в фоточувствительных кристаллах, связанные с перераспределением зарядов по дефектным центрам, вызванным оптической засветкой и термическим воздействием. Представлены математические модели фото- и термоиндуцированного изменения оптического поглощения, которые сравниваются с результатами экспериментальных исследований.

Рассмотрено формирование сильных электрических полей в легированных медью и железом кристаллах ниобата лития, которые могут быть использованы для создания на их основе компактных кристаллических ускорителей для генерации электронных пучков и рентгеновского излучения [8] и оптически управляемых манипуляторов микро- и наночастицами (оптических пинцетов) [9]. Представлены результаты анализа флексоэлектрического вклада в эффекты взаимодействия света на отражательных голограммах в кристаллах различной симметрии и его экспериментальных исследований в кубических фоторефрактивных кристаллах.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2013 год (проект 7.2647.2011) при частичной финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (проекты № 12-02-90038-Бел_а и № Ф12Р-222).

Список литературы

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992.
2. Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. М.: Наука, 1992.
3. Volk T., Wöhlecke M. Lithium Niobate: defects, photorefraction and ferroelectric switching. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
4. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. Томск: ТУСУР, 2007.
5. Шепелевич В.В. Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах. Минск: Изд. Центр БГУ, 2012.
6. Shandarov S.M., Polyakova L.E., Mandel A.E., Kisteneva M.G., Vidal J., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V. Temperature dependences of optical absorption and its light-induced changes in sillenite crystals // Proc. SPIE. 2007. V. 6595. P. 65950Y-1-8.
7. Kisteneva M.G., Akrestina A.S., Shandarov S.M., Smirnov S.V., Bikeev O.N., Lovetskii K.P., Kargin Yu.F. Photo- and thermoinduced changes of the optical absorption in Bi₁₂SiO₂₀ crystals // Journal of Holography and Speckle. 2009. V.5. P.1-6.
8. Kukhtarev N.V., Kukhtereva T.V., Stargell G., Wang J.C. Pyroelectric and photogalvanic crystal accelerators // J. Appl. Phys. 2009. V.106. P.014111.
9. Esseling M., Zaltron A., Argiolas N., Nava G., Imbrock J., Cristiani I., Sada C., Denz C. Highly reduced iron-doped lithium niobate for optoelectronic tweezers // Appl. Phys. B. 2013.

А.И. МАЙМИСТОВ^{1,2}, И.Р. ГАБИТОВ^{3,4}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

³Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка

⁴University of Arizona, Tucson, USA

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛОЖИТЕЛЬНО И ОТРИЦАТЕЛЬНО ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ СРЕД

Дан обзор результатов, полученных за последние 6 лет, посвященных исследованию пространственного распределения напряженностей электрического и магнитного полей падающей и преломленной волны вблизи границы раздела между обычным диэлектриком и метаматериалом. Рассмотрены случаи кусочно-линейной и гладкой аппроксимации диалектической и магнитной проницаемостей переходного слоя между положительно и отрицательно преломляющими средами.

Если фазовая скорость и вектор Пойнтинга падающей волны сонаправлены, а фазовая скорость преломленной волны направлена к границе раздела сред и противоположна вектору Пойнтинга волны, то, как падающая, так и преломленная волны будут лежать в одной полуплоскости от нормали к поверхности раздела этих сред. Относительный показатель преломления второй среды в описанном случае в соответствии с законом Снелла следует считать отрицательным. Этот тип преломления волн называют отрицательным преломлением (ОП). В отличие от ОП, на границе раздела обычных диэлектриков падающая и преломленная волны лежат в разных полуплоскостях относительно нормали к поверхности раздела. Волны, у которых фазовая скорость и вектор Пойнтинга противоположны (сонаправлены), называют обратными (прямыми) волнами. Интенсивные исследования в области создания искусственных структур (метаматериалов) с заданными свойствами, привели к созданию сред, у которых в некотором частотном диапазоне диэлектрической и магнитной проницаемостями одновременно отрицательные. Именно в такой среде наблюдается явление ОП. При прохождении волной границы раздела между обычным диэлектриком и метаматериалом с ОП прямая волна превращается в обратную волну.

Чтобы выяснить, как это происходит, надо рассмотреть модель переходного слоя, внутри которого диэлектрическая и магнитная проницаемости изменяются от положительного значения до отрицательного, проходя через нуль. Анализ некоторых простых моделей переходного слоя был проведен в работах [1-6]. Здесь представлен обзор полученных там результатов.

Основные особенности преломления на переходном слое таковы. Гармоническая волна, падающая слева под углом к переходному слою частично отражается от точки поворота. За точку поворота проникает экспоненциально убывающая волна. В окрестности центра слоя напряженность магнитной (электрической) компоненты ТЕ (ТМ) волны возрастает. До следующей точки поворота осцилляции поля отсутствуют. После прохождения точки поворота волна постепенно восстанавливает свой гармонический характер.

При нормальном падении переходной слой прозрачен, величина и направление вектора Пойнтинга остаются неизменными. При этом проекция фазовой скорости на направление распространения сингулярная. При косом падении ожидается *диссипативная аномалия*: часть энергии падающей волны теряется, даже если поглощение бесконечно мало.

Нам доставляет удовольствие поблагодарить коллег Ж.А. Кудышева, Н.М. Личиницер и Е.В. Казанцеву. Работа частично поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 09-02-00701-а, 12-02-00561), ARO-MURI (грант 50342-PH-MUR), NSF (грант DMS-050989), и грантом штата Аризона TRIF (Proposition 301).

Список литературы

1. Litchinitser N.M., Maimistov A.I., Gabitov I.R., Sagdeev R.Z., Shalaev V.M. Metamaterials: electromagnetic enhancement at zero-index transition // Opt.Lett. 2008. V.33. №20. P.2350-2352.
2. Gibson E.A., Pennybacker M., Maimistov A.I., Gabitov I.R., Litchinitser N.M. Resonant absorption in transition metamaterials: parametric study // J.Opt. 2011. V.13. №2. P.024013.
3. Gibson E.A., Gabitov I.R., Maimistov A.I., Litchinitser N.M. Transition metamaterials with spatially separated zeros // Opt. Lett. 2011. V.6. №18. P.3624-3626.
4. Ingrej P.C., Hopcraft K.I., Jakeman E., French O.E. Between right- and left-handed media // Opt.Comm. 2009. V.282. №5. P.1020-1027.
5. Dalarsson M., Tassin Ph. Analytical solution for wave propagation through a graded index interface between a right-handed and a left-handed material // Optics Express. 2009. V.17. №8. P.6747-6752.
6. Ding Yi.S., Chan C.T. Analytical solutions for smooth positive-to-negative transition materials // arXiv: 1301.3341v [physics.optics]. 2013.

Б.А. КУЗЯКОВ, Р.В. ТИХОНОВ

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

К ПРОБЛЕМЕ ПОВЫШЕНИЯ ДОСТУПНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С АТМОСФЕРНЫМИ СЕГМЕНТАМИ

Рассматриваются применения нескольких методов для снижения влияния турбулентности на канал передачи информации в атмосфере. Показано, что метод коррекции фазы (МКФ) при использовании орбитальных угловых моментов фотонов имеет определенные преимущества.

В наше время для реализации телекоммуникационной связи [1, 2] между разнообразными объектами в ряде случаев необходимы комбинированные системы (КТС). Они могут содержать несколько сегментов волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) и атмосферных открытых линий связи (АОЛС). В последних передача информации осуществляется в открытом пространстве лазерным лучом в условиях прямой видимости. При решении задачи повышения дальности и доступности канала в конкретном регионе, нужен всесторонний анализ и синтез КТС. В последнее время активно развивается анализ возможностей изменения свойств фотонов в турбулентной атмосфере [3, 4]. Спектр флуктуаций показателя преломления атмосферы $\Phi(s_n, k_i)$, линейно зависит от уровня турбулентности и сложно от внешнего и внутреннего масштабов турбулентности.

Для снижения влияния турбулентности на канал передачи информации в атмосфере применяются несколько методов. Метод коррекции фазы (МКФ) на основе орбитальных угловых моментов (рис. 1) фотонов (ОАМ состояний) [3], как показано в [2], имеет определенные преимущества.

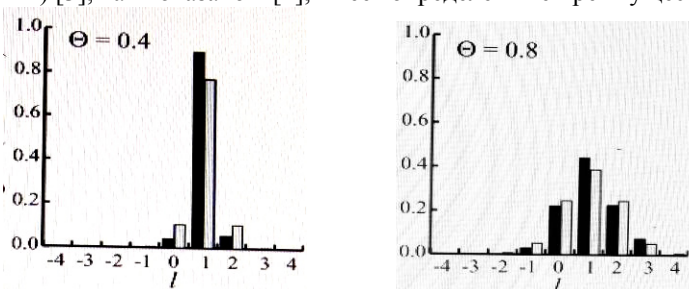


Рис. 1. Примеры распределения потоков фотонов с модами ОАМ

На рис. 1 (черный цвет - экспериментальные данные, серый - расчетные) наглядно представлены варианты зависимостей интенсивности пучка от распределения мод ОАМ фотонов (параметр l). Например, видно, что при $\theta = 0,4$ (θ – нормированный угловой сектор полной расходимости лазерного пучка) контраст между первыми ближайшими модами ОАМ превышает 0,9, а при $\theta = 0,8$, этот контраст оказывается менее 0,3.

Для реализации методики с использованием мод ОАМ могут применяться несколько вариантов схем. Например, в [3] в схеме формирования лазерного пучка используются отражательные голограммы на входе и выходе оптической системы. Так же рассматриваются варианты выбора ОАМ с использованием внутренней конической дифракции. Электрический контроль ОАМ при фокусировке лазерного пучка на бесосный кристалл предложен в [4]. Применение магнито-оптического эффекта для настройки потока фотонов, рассматривается в [5]. На основе проведенных расчетов и анализа цитируемых работ можно отметить, что использование МКФ на основе распределения мод ОАМ фотонов приводит к улучшению коррекции системы телекоммуникации, в сравнении с другими методами в обширном диапазоне вариаций уровней турбулентности атмосферы: от $1E-16$ до $1E-12$.

Таким образом, резюмируя проведенный краткий анализ, можно отметить, что относительная устойчивость телекоммуникационного канала, содержащего сегменты ВОЛС и АОЛС, связанная с дисперсией флуктуации интенсивности на оси лазерного пучка в турбулентной атмосфере, возрастает при использовании методов коррекции. Причем, метод коррекции фазы с использованием состояний орбитального углового момента фотонов обладает существенным преимуществом в сравнении с другими рассмотренными методами.

Список литературы

1. Павлов Н.М. Коэффициент готовности атмосферного канала АОЛП и методы его определения // Фотон-Экспресс. 2006. №6. С.78–90.
2. Кузяков Б.А., Кириллова Ю.А. Оценки дисперсии флуктуации интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере // II Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. С. 211-212.
3. Gibson G., Courtial J., Padgett M., et. al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum // Optics Express. 2004. V.12. Is.22. P.5448-5456.
4. Zhu Cr.W., She W. Electrically controlling spin and orbital angular momentum of a focused light beam in a uniaxial crystal // Optics Express. 2012. V.20. Is.23. P.25876-25883.
5. Yang M., Li T.-F., Sheng Q.-W., et. al. Manipulation of dark photonic angular momentum states via magneto-optical effect for tunable slow-light performance // Optics Express. 2013. V.21. Is.21. P.25035-25044.

А.С. КРИВОРОТОВ¹, О.Е. НАНИЙ^{1,2},
В.Н. ТРЕЩИКОВ², Ф.И. УЛАНОВСКИЙ¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

²ООО «Т8», Москва

РАСШИРЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ И СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЙ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Рассматриваются технологии и требования к оптическим системам связи для различных областей применения от микропроцессорных систем до волоконно-оптических систем дальней связи и космических систем связи.

В связи с ростом объемов передаваемой информации потребность в увеличении скорости передачи информации растет на всех уровнях, начиная с передачи данных по шинам, подключенных к чипам и платам, заканчивая дальними транспортными сетями, охватывающими всю планету, и удаленными космическими зондами, собирающими и передающими научные данные [1-5]. Каждая из областей применений характеризуется своими специфическими техническими задачами.

Уже сейчас передача информации в сетях дальней связи осуществляется с помощью оптических систем. Для увеличения объема информации, передаваемой по одному волокну, используется спектральное и поляризационное уплотнение каналов и спектрально-эффективные форматы модуляции, в частности, формат DP-QPSK (Dual Polarization — Quater Phase Shift Keying) [3,4]. Дальнейшее увеличение скорости может быть реализовано с помощью пространственного уплотнения каналов: путем передачи сигналов в разных модах многомодового волокна и путем передачи по разным сердцевинам многосердцевинного волокна.

Если для передачи информации на большие и средние расстояния оптические технологии применяются повсеместно, то данные на малые расстояния, то есть по шинам, подключенным к платам и чипам, по-прежнему передаются электрическими сигналами.

Технология оптических соединений весьма существенно превосходит технологию электрических соединений по производительности и плотности расположения каналов, позволяет снизить задержки, уменьшает тепловое рассеяние и имеет ряд других преимуществ. Сдерживают использование оптических систем технологические сложности, связанные с интеграцией приёмопередатчиков в общую схему микропроцессорных систем и необходимостью снижения потребляемой мощности.

Ещё одной областью, где оптические технологии могут быть успешно применены, является передача данных в космическом пространстве. Ограничения и требования к технологическим решениям в этой области существенно отличаются от требований к оптоволоконным системам связи, так как приоритетом является не увеличение спектральной эффективности и информационной скорости системы, а высокие значения чувствительности, поскольку дальность ограничена расширением светового пучка. В этой области целесообразно использовать приёмники со счётом фотонов и энергетически эффективные форматы модуляции, такие, как PPM (Pulse Position Modulation) [5].

Список литературы

1. Ахманов А.С., Наний О.Е., Панченко В.Я. // Lightwave Russian Edition. 2008. №3. С.46-53. №4. С.52-55.
2. Kash J., et. al. // Proc. IEEE Photonics Soc. Annual Meeting. 2010. P.483–484.
3. Гуркин Н.В. и др. // Вестник связи. 2012. №5. С.39-40.
4. Наний О.Е., Трещиков В.Н. // Вестник связи. 2011. №4. С.52-53.
5. Caplan D.O. // ECOC-2009. 2009. Paper 9.6.1.

А.А. ЗАЖИГИН, М.Ю. ИЛЬИН, В.В. ЛОБАЧЕВ, С.Ю. СТРАХОВ

*Балтийский государственный технический университет
«ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова*

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Представлены результаты исследования методических параметров при численном моделировании распространения излучения через турбулентную атмосферу. Введены специальные критерии, по характеру поведения которых удалось найти оптимальные количественные значения методических параметров, что обеспечивает приемлемую точность моделирования процессов при допустимых затратах на вычисления.

Атмосферная турбулентность – важнейший процесс, ограничивающий эффективность передачи в зону использования энергии излучения различных лазерных систем. В рамках спектрального метода решения волнового уравнения широкое распространение получил подход фазовых экранов (ФЭ) [1], позволяющий моделировать турбулентные искажения, если известны корреляционная или структурная функции фазы волнового фронта (ВФ), функция распределения и параметрическая зависимость дисперсии атмосферного показателя преломления [2]. Для получения адекватного результата при численном решении волнового уравнения необходимо определить ряд методических параметров (МП), которые отвечают за «настройку» модели и, как следствие, за достоверность получаемого результата. К важнейшим МП следует отнести: МП1 – линейное или точечное разрешение ФЭ; МП2 – минимальное число реализаций (ЧР) усреднения спектральной плотности мощности; МП3 – число ФЭ на заданной трассе распространения.

Для каждого МП выбран свой целевой критерий, характер поведения которого позволяет однозначно определить наиболее благоприятный диапазон значений МП. Для МП1 выбран критерий следующего вида:

$$K_1 = \frac{\overline{[E_0(t) - E(t)]^2}}{[E_0(t) - E(t)]}, \text{ где } E(t) = \int_{-1/2}^{+1/2} \int_{-1/2}^{+1/2} I(x, y) dx dy ;$$

$E(t)$ – структура энергетического наполнения диаграммы направленности излучения (ДНИ); $I(x, y)$ – распределение интенсивности в ДНИ (индекс «0» относится к идеальной ДНИ).

Для МП2 в качестве критерия выбран приведенный к максимальному значению разброс числа Штреля (Sh) при различном числе реализаций усреднения ДНИ

$$K_2 = \delta_{Sh}^2 / (\delta_{Sh}^2)_{\max}.$$

Для МП3 в качестве критерия K_3 выбрана производная степенного тренда зависимости Sh от числа ФЭ. Очевидно, что увеличение числа ФЭ приводит к более качественному усреднению случайных фазовых полей ФЭ и, как следствие, к снижению разброса Sh .

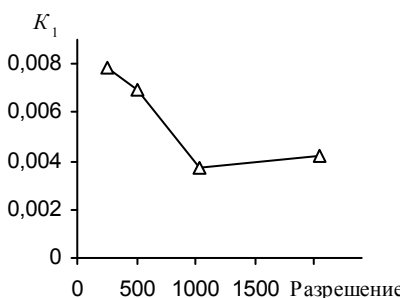


Рис. 1

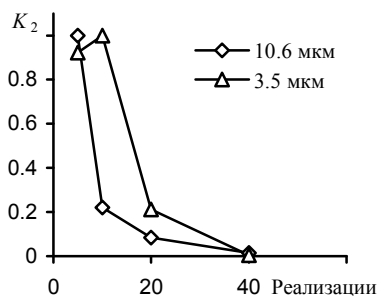


Рис. 2

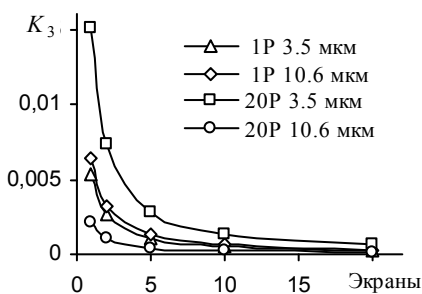


Рис. 3

На рис. 1–3 представлены зависимости критериев K_1 , K_2 и K_3 от пространственного разрешения ФЭ, ЧР и количества ФЭ соответственно. Из рис. 1 видно, что увеличение пространственного разрешения решаемой задачи более 1024 точек становится практически нецелесообразным. Рис. 2 демонстрирует допустимость ЧР

порядка 20–30, причем уменьшение длины волны излучения предполагает некоторое увеличение ЧР. Характер тренда критерия K_3 на рис. 3 подтверждает возможность использования 10 ФЭ для трассы 1000 м.

Список литературы

1. Sigman A.E., Sziklas E.A. // Applied Optics. 1975. V.14. P.1874.
2. Распространение лазерного пучка в атмосфере: Проблемы прикладной физики / под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981.

В.В. КИЙКО, Е.Н. ОФИЦЕРОВ, Д.А. МИХАЙЛОВ
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ КОРРЕКТОР НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В работе описан двухканальный корректор наклонов волнового фронта, как устройства активной системы управления передачей оптической информации по открытым атмосферным линиям связи. Корректор позволяет управлять углом наклона волнового фронта в пределах $\pm 0,5^\circ$ с частотой до 700 Гц.

При оптической передаче данных по атмосферным открытым линиям связи (АОЛС) на качество, скорость и полноту передаваемой информации основное влияние оказывают нелинейное молекулярное поглощение и рассеяние компонентами атмосферы информационного излучения и турбулентное размывание лазерного пучка [1]. Уменьшить влияние поглощения и рассеяния можно путем использования лазеров с длиной волны излучения соответствующей окнам прозрачности атмосферы (700-950 и 1550 нм). Если все-таки происходит уменьшение уровня сигнала, то можно использовать адаптивную подстройку пропускной способности канала. Частично уменьшить влияние турбулентности атмосферы можно увеличивая угол диаграммы направленности в вертикальном направлении (в горизонтальном направлении флуктуации атмосферы значительно меньше, чем в вертикальном). Однако такой подход заметно снижает уровень сигнала и, соответственно, пропускную способность канала связи.

В ряде работ показано, что при прохождении лазерного пучка по открытому каналу связи, наибольший вклад в его ухудшение вносит компонента соответствующая наклонам волнового фронта [2]. Флуктуации наклона волнового фронта способны уменьшить интенсивность сигнала в несколько раз. Уменьшить их влияние можно путем использования корректора наклонов волнового фронта, в простейшем случае представляющего зеркало с адаптивной системой управления углами наклона в двух направлениях, а в более сложных исполнениях – с дополнительной корректировкой аберраций высоких порядков.

Существующие сегодня корректоры наклона на основе электромагнитных карданных подвесов не позволяют эффективно компенсировать флуктуации атмосферы. К примеру, один из лидеров мировых рынков, компания Newport предлагает систему, позволяющую

корректировать наклон волнового фронта в пределах $\pm 1.5^\circ$, в диапазоне частот не более 100 Гц, тогда как частотный диапазон атмосферных флуктуаций на длинных трассах может достигать 1000 Гц. Кроме того, система имеет значительные габариты и массу и отличается высокой стоимостью.

Описываемый корректор наклонов волнового фронта обеспечивает диапазон $\pm 0.5^\circ$ в диапазоне частот до 700 Гц с точностью 10^{-6} рад. Это позволяет эффективно использовать его как устройства адаптивной (активной) корректировки в АОЛС. Конструктивно он представляет собой зеркало, закрепленное на карданном подвесе из четырех биморфных пьезоэлементов, расположенных симметрично. Использование биморфных пьезоэлементов значительно увеличивает диапазон углов наклона по сравнению с обычными трубчатыми пьезоэлементами [3]. Система управления зеркалом имеет 2 линейаризованных канала управления. Линейаризация осуществляется по сигналу обратной связи, получаемому с оптического датчика, состоящего из лазерного диода и квадрантного фотоприемника. В системе управления реализовано ПИД-регулирование. Показано, что использование корректора позволяет увеличить дистанцию связи практически на порядок.

Представлены пути дальнейшего совершенствования корректора, направленные на расширение углового и частотного диапазона работы за счет использования секторных биморфных пьезоэлементов. Это не только улучшит динамические характеристики устройства, но существенно повысит его вибрационную устойчивость. Немаловажным фактором является простота конструкции и системы управления, что позволяет уменьшить стоимость устройства и делает возможным включение его в системы АОЛС без их существенного удорожания (типичная стоимость современных АОЛС начинается от 150 т.р.).

Использование в устройстве системы обратной связи, обеспечивающей жесткую привязку сигнала управления к заданной оптической оси, позволяет использовать корректор наклона в системах гравировки и резки, создании анимированных изображений (в том числе псевдообъемных) и других задачах, где требуется контролируемое однозначное изменение углового положения луча.

Список литературы

1. Милотин Е.Р. Механизмы обеспечения качества и надежности атмосферных оптических линий связи. // Connect! 2007. №8. С.114.
2. Шанин О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная оптика. Часть 1, глава 1.
3. Иорш Ю.И. Виброметрия, Глава XIV, раздел 6. Москва, 1963.

В.Я. МОЛЧАНОВ, С.И. ЧИЖИКОВ, К.Б. ЮШКОВ

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

АДАПТИВНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

В работе рассмотрены дисперсионные методы формирования произвольных спектральных функций пропускания при коллинеарном и квазиколлинеарном акустооптическом взаимодействии. Предложен метод частотно-контрастной характеристики в спектральной области для измерения разрешающей способности адаптивных фильтров в динамическом режиме работы.

Адаптивные оптические спектральные фильтры требуются для решения различных задач в оптике, таких как, например, спектральная коррекция оптических усилителей, согласованная оптическая фильтрация, КАРС-спектроскопия и др. Адаптивная спектральная фильтрация может применяться как для некогерентного излучения, так и для когерентного широкополосного излучения лазеров ультракоротких импульсов и генераторов суперконтинуума. Акустооптические фильтры могут иметь весьма узкополосные (до долей нанометра) перестраиваемые по спектру окна прозрачности. Однако, электронное управление их аппаратной функцией – сложная техническая задача. Ранее были исследованы такие методы формирования требуемой спектральной функции пропускания, как многочастотное управление акустооптическим фильтром [1] и аподизация акустического поля [2].

Наиболее перспективным решением задачи управления спектральной функцией пропускания акустооптических фильтров в настоящее время представляются дисперсионные методы, основанные на использовании частотно-модулированного акустического сигнала [3]. Задача амплитудного управления спектром излучения решается следующим образом: спектральная функция пропускания фильтра, которую необходимо сформировать, умножается на фазовый множитель, квадратично зависящий от циклической частоты света. Далее на основании перестроенной кривой акустооптического взаимодействия находится комплексный спектр ультразвука. Амплитудный и частотный профили радиосигнала вычисляются преобразованием Фурье от комплексного спектра. Коэффициент разложения спектральной фазы света по частоте – дисперсия второго порядка – определяет длительность получаемого таким образом радиоимпульса [4]. Для достижения высокой эффективности акустооптической дифракции этот параметр необходимо

выбирать так, чтобы импульс занимал большую часть области акустооптического взаимодействия, но не превосходил ее. В отсутствие амплитудной модуляции квадратичная спектральная фаза эквивалентна линейной частотной модуляции акустической волны, однако зависимость спектральной амплитуды от частоты приводит к сложной форме радиосигналов, имеющих одновременно амплитудную модуляцию и нелинейную частотную модуляцию.

При многочастотном режиме управления акустооптическим фильтром возникают биения сигнала значительной амплитуды. В случае же дисперсионного формирования сложных функций пропускания биения не возникают, так как спектральные компоненты акустической волны разнесены во времени и, следовательно, в пространстве в среде акустооптического взаимодействия. При этом акустооптический фильтр работает в импульсном динамическом режиме, в котором требуемая функция пропускания обеспечивается, пока акустический импульс полностью находится в области взаимодействия со светом.

Опыты показывают, что реальная ширина формируемых амплитудных неоднородностей оказывается шире, чем аппаратная функция акустооптического фильтра, измеренная в одночастотном режиме дифракции [5]. Одной из проблем оценки характеристик акустооптических фильтров, работающих в режиме дисперсионного формирования функции пропускания, является измерение спектрального разрешения. С этой целью был разработан метод измерения спектрального разрешения акустооптических фильтров, работающих в режиме дисперсионного формирования функции пропускания. Метод основан на принципе частотно-контрастных характеристик (ЧКХ), примененном к спектральной области [6]. Для этого на фильтре последовательно формируется семейство бинарных периодических функций пропускания с переменным периодом. Контраст спектрально-модулированного прошедшего света, измеряемый при помощи спектрометра на выходе фильтра, характеризует спектральное разрешение при формировании произвольных спектральных функций.

Эффективность метода дисперсионного формирования аппаратных функций подтверждена экспериментом.

Список литературы

1. Shnitser P.I., Agurok I.P. // Proc. SPIE. 1997. V.3140. P.117.
2. Parygin V.N., Vershoubskiy A.V., Kholostov K.A. // Opt. Eng. 1999. V.38. P.1149.
3. Molchanov V.Ya., Yushkov K.B. // AIP Conf. Proc. 2012. V.1433. P.72.
4. Молчанов В.Я., Чижиков С.И., Юшков К.Б. // Квант. электрон. 2011. Т.41. С.675.
5. Chizhikov S.I., Garanin S.G., et. al. // Laser Phys. Lett. 2013. V.10. P.015301.
6. Yushkov K.B., Molchanov V.Ya. // Optics Letters. 2013. V.38. P.3578.

А.П. ЛАВРОВ, А.А. ЗЕЙДЛИЦ, С.И. ИВАНОВ

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДНОГО ШУМОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В АКУСТООПТИЧЕСКОМ ФИЛЬТРЕ СЖАТИЯ ЛЧМ РАДИОСИГНАЛОВ

Рассматривается акустооптический фильтр (АОФ) ЛЧМ радиосигналов, выполненный по схеме, предложенной Геригом и Монтагю. Целью работы является исследование поведения шумовой составляющей в отклике фильтра при разных отношениях С/Ш на входе.

Реализация оптимальных фильтров средствами функциональной электроники, к которым относится и акустооптика (АО), является перспективным направлением обработки сложных сигналов. Целью нашей работы является исследование характеристик акустооптического фильтра (АОФ) по выделению линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала из-под шума. С учетом квадратичного фотодетектирования выходного оптического сигнала АОФ не является линейным устройством, поэтому исследование отношения сигнал/шум на выходе представляет интерес.

Исследуется пространственно-временное распределение световой волны в выходной плоскости (в области самофокусировки, +1 порядок дифракции) численным моделированием в пакете MatLAB. Расчеты проводились для АО фильтра для ЛЧМ сигналов с базой $B=100$ и 400 . Входной аддитивный полосовой шум $n(t)$ формировался фильтром Батерворта при разных отношениях сигнал/шум на входе от $0,05$ до 50 , его спектральная плотность соответствовала полосе ЛЧМ сигнала. По выходному двумерному оптическому распределению $E_2(x,t)$ рассчитана двумерная автокорреляционная функция (АКФ) R_{E_2} и исследованы статистические связи. На рис. 1 приведено сечение АКФ $R_{E_2}(x,0)$ в виде $|R_{E_2}(x,0)|$ и $|R_{E_2}(x,0)|\cos\Psi$, где Ψ – аргумент $R_{E_2}(x,0)$, а на рис. 2 для сравнения – АКФ R_n соответствующего входного шума. На рис. 3а и 3б представлены «облака», показывающие распределение фазовых $E_2(x_0,t)$ для множественных реализаций шума $n(t)$ при отношении SNR_{in} 1 и $0,05$, соответственно. Поведение фазовых отражает вклад шумовой составляющей в $E_2(x_0,t)$. Результаты статистической обработки таких множественных расчетов при разных отношениях SNR_{in} приведены на рис. 4: зависимость выходного отношения сигнал/шум SNR_{out} от входного SNR_{in} для ЛЧМ сигналов, здесь с базой 400 , и ее линейная аппроксимация. Увеличение отношения сигнал/шум оценивается как $B/2$.

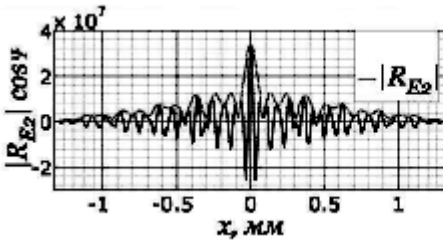


Рис. 1

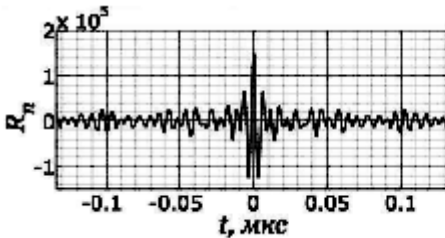


Рис. 2

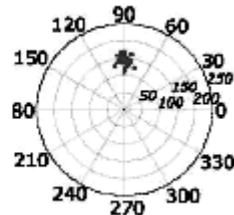


Рис. 3а

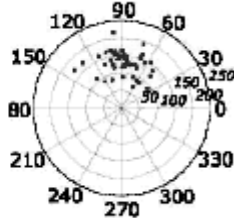


Рис. 3б

При обработке ЛЧМ сигналов с базой, существенно превышающей базу АО модулятора, оптимальный процессор обработки может быть реализован с применением линейного многоэлементного ПЗС-фотоприёмника в режиме TDI (time delay and integrating), который показал себя эффективным для обработки (сжатия) импульсов радиоизлучения пульсаров – космических источников, радиоизлучение которых из-за дисперсии в межзвездной плазме в умеренной полосе частот имеет частотно-временную связь, близкую к ЛЧМ сигналам [1].

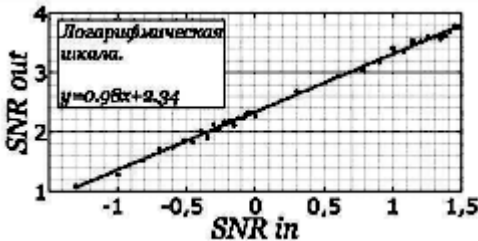


Рис. 4

Выполненные расчеты позволяют уточнить свойства АО фильтра сжатия ЛЧМ сигналов при практической реализации таких устройств.

Список литературы

1. Лавров А.П., Молодяков С.А., Саенко И.И. Акустооптические процессоры в радиоастрономических приемниках // Антенны. 2009. №7. С.45-55.

Ю.В. ЗАЧИНЯЕВ

*Южный федеральный университет, Таганрог***МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАТЕЛЯ
ЛИНЕЙНО-ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ
РАДИОСИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ БИНАРНЫХ
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР**

В работе представлены результаты моделирования формирователя линейно-частотно-модулированных сигналов на основе бинарных волоконно-оптических структур. Проанализировано влияние флуктуаций температуры окружающей среды и неточностей изготовления волоконно-оптических линий задержки на корреляционные свойства формируемых линейно-частотно-модулированных сигналов.

В [1,2] проанализирована возможность использования волоконно-оптических структур для уменьшения длительности сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), а также синтезирована схема устройства, позволяющего формировать ЛЧМ-сигналы с длительностью от 2,2 нс, девиацией частоты до 6 ГГц при центральной частоте до 10 ГГц. При этом формирователь включает в себя источник оптических импульсов (ИОИ) пикосекундной длительности, волоконно-оптический разветвитель (ВОР), волоконно-оптические линии задержки (ВОЛЗ), волоконно-оптический соединитель (ВОС), оптический усилитель (ОУ), приемный оптический модуль (ПОМ), полосовой фильтр (ПФ), электронный усилитель (ЭУ) и фильтр низких частот (ФНЧ).

Моделирование произведено в MATLAB при следующих параметрах: длительность формируемого сигнала $\tau_{\text{ЛЧМ}} = 2,2$ нс; центральная частота ЛЧМ-сигнала $f_0 = 10,1$ ГГц; девиация частоты ЛЧМ-сигнала $\Delta f = 5,89$ ГГц; требуемая мощность выходного сигнала $P_{\text{вых}} = 100$ мВт.

Измеренная по результатам моделирования длительность сформированного сигнала по уровню -3дБ составила 2,1 нс, что на 4,5 % отличается от значения, предусмотренного проектированием. Мощность выходного сигнала $P_{\text{вых}} = 0,103$ Вт, что на 2,9% отличается значения, предусмотренного проектированием.

Проведенное исследование включало в себя анализ влияния флуктуаций температуры окружающей среды и неточностей изготовления ВОЛЗ на корреляционные свойства формируемых ЛЧМ-сигналов.

Для ЛЧМ-сигнала длительностью 2,2 нс изменения температуры оказывают незначительное влияние на корреляционные свойства ЛЧМ-сигнала. Для формирователя без амплитудного взвешивания незначительное увеличение (на 0,1 дБ) уровня бокового лепестка огибающей автокорреляционной функции (АКФ) происходит при увеличении температуры окружающей среды более чем на 15 °С от номинальной (выше 42 °С), что при необходимости потребует дополнительного охлаждения. При уменьшении температуры окружающей среды уровень боковых лепестков огибающей АКФ остается без изменений. Для формирователя с амплитудным взвешиванием незначительное увеличение уровня бокового лепестка огибающей АКФ (на 0,1 дБ) происходит при увеличении температуры окружающей среды более чем на 20 °С (выше 47 °С), и на 0,3 дБ при увеличении температуры окружающей среды более чем на 50 °С.

При увеличении неточности изготовления ВОЛЗ происходит увеличение уровня боковых лепестков огибающей АКФ (рис. 1).

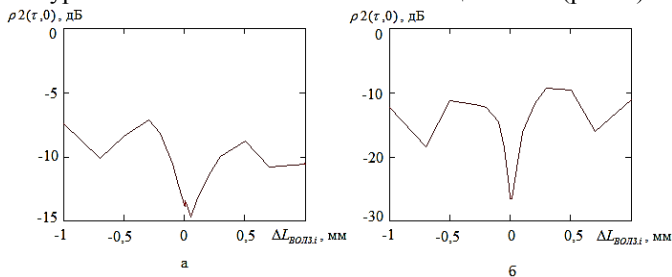


Рис. 1. Вид зависимости уровня боковых лепестков огибающей АКФ от неточности изготовления ВОЛЗ $\Delta L_{\text{ВОЛЗ}_i}$ а) без амплитудного взвешивания; б) с амплитудным взвешиванием

Зависимости для случаев формирования ЛЧМ-сигнала с амплитудным взвешиванием и без амплитудного взвешивания имеют схожую форму, но отличаются значением уровня боковых лепестков при этом неточность около 0,01 мм можно считать приемлемой с точки зрения обеспечения минимума боковых лепестков АКФ (минус 13,4 дБ).

Список литературы

1. Зачиняев Ю.В., Румянцев К.Е., Кукуяшный А.В. Формирование наносекундных ЛЧМ-радиосигналов на волоконно-оптических структурах // Электротехнические и информационные системы и комплексы. 2011. Т.7. №3. С.32-38.
2. Зачиняев Ю.В., Румянцев К.Е. Оценка влияния физических факторов на свойства формирователя линейно-частотно-манипулированных радиосигналов на волоконно-оптических структурах // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2012. №4. С.91-101.

И.А. ДОДУХОВА, М.С. БЫЛИНА

*Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций
им. проф. М.А.Бонч-Бруевича***МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭРБИЕВОГО
ВОЛОКОННОГО УСИЛИТЕЛЯ**

В работе предложена математическая модель эрбиевого волоконного усилителя, на основе данной модели разработано программное обеспечение для расчета его параметров.

Эрбиевые волоконные усилители (Erbium Doped Fiber Amplifier - EDFA) активно используются в системах DWDM и при строительстве протяженных ВОЛС. В отечественной литературе практически не уделяется внимания их расчету. В монографиях [1] и [2] приведена система дифференциальных уравнений, описывающая работу EDFA. Она содержит уравнения распространения, позволяющие рассчитать мощности сигнала P_s , накачки P_p и усиленного спонтанного излучения (ASE) P_a в любом сечении активного волокна, и кинетические уравнения, определяющие скорости изменения населенностей энергетических уровней. Эта система сложна для расчетов, так как в уравнения распространения входят зависящие от времени значения населенностей уровней, а в кинетические уравнения – зависящие от расстояния значения мощностей сигнала, накачки и ASE. В [3] предлагается описывать усилитель упрощенной системой, содержащей только уравнения распространения, однако она не позволяет рассчитать шумы усилителя.

В работе предложена математическая модель, полученная с учетом предположений, что система двухуровневая и стационарная:

$$n_1 = \frac{\frac{\sigma_{21}^p}{\sigma_{12}^p} \frac{P_p \psi_p(r)}{P_{qu}} + \frac{(P_s + P_a^- + P_a^+) \psi_s(r)}{P_{sat}}}{\left(1 + \frac{\sigma_{21}^p}{\sigma_{12}^p}\right) \frac{P_p \psi_p(r)}{P_{qu}} + \left(1 + \frac{\sigma_{12}^s}{\sigma_{21}^s}\right) \frac{(P_s + P_a^- + P_a^+) \psi_s(r)}{P_{sat}}} n_t, \quad n_2 = n_t - n_1$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -P_p \Gamma_p (\sigma_{12}^p n_1 - \sigma_{21}^p n_2) - \alpha_p P_p, \quad \frac{dP_s}{dz} = P_s \Gamma_s (\sigma_{21}^s n_2 - \sigma_{12}^s n_1) - \alpha_s P_s$$

$$\frac{dP_a^\pm}{dz} = \pm P_a^\pm \Gamma_s (\sigma_{21}^s n_2 - \sigma_{12}^s n_1) \pm 2\sigma_{21}^s n_2 P_0 \Gamma_s \mp \alpha_s P_a^\pm$$

где $\Gamma_{p,s}$ – фактор перекрытия полей накачки (сигнала) сердцевинки волокна; $\sigma_{ij}^{p,s}$ – кросс-секция поглощения ($ij=12$) и эмиссии ($ij=21$); $n_{1,2}$ – населенность уровней 1 и 2; n_t – общая населенность уровней 1 и 2; $\psi_{p,s}$ – огибающая поля моды для излучения накачки (сигнала); P_{qu} – пороговая мощность; P_{sat} – мощность насыщения; P_0 – эффективная мощность в диапазоне усиления; P_a^\pm – мощности ASE, распространяющегося в попутном и встречном направлениях. Предложенная модель позволяет численными методами рассчитывать усилители EDFA.

Для расчёта параметров EDFA было разработано программное обеспечение, реализующее предложенную математическую модель. Исходными данными являются параметры активного волокна, длина волны накачки (980 или 1480 нм), тип накачки (попутная, встречная или двунаправленная), начальные значения мощностей сигнала, накачки и ASE. Программное обеспечение рассчитывает зависимости мощностей сигнала, накачки и ASE от расстояния вдоль активного волокна (рис. 1).

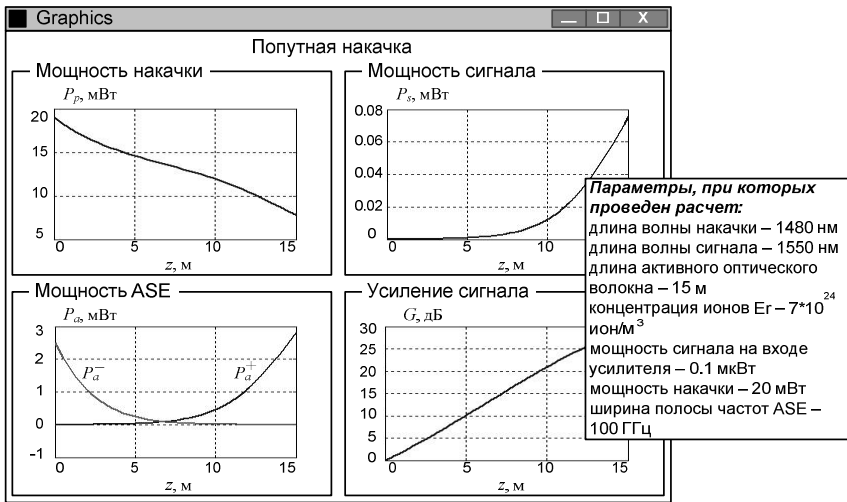


Рис. 1. Результаты моделирования EDFA

Список литературы

1. Becker P.C., Olsson N.A., Simpson J.R. Erbium-Doped fiber amplifiers. Fundamentals and Technology. Academic Press, 1997.
2. Desurvire E. Erbium-Doped fiber amplifiers. Principles and applications. New York: John Wiley & Sons, 1994.
3. Агравал Г. Нелинейная оптика. Москва: Мир, 1996.

А.Д. ИГНАТЬЕВ, А.В. ЗАРЕНБИН¹, Г.Н. ГРИДНЕВА,
Л.В. КОТОВ², М.Е. ЛИХАЧЕВ²

Московский государственный университет приборостроения и информатики

¹ООО «Инновационное предприятие «НЦВО-Фотоника», Москва

²Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ЭРБИЕВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Разработан и исследован волоконно-оптический эрбиевый усилитель для атмосферных оптических линий связи.

Атмосферные оптические линии связи (АОЛС) становятся все более востребованным способом передачи информации [1]. Одним из основных элементов конструкции АОЛС, определяющих качество связи и стабильность их работы являются оптические усилители, использующиеся в передатчиках сигнала. При этом в абсолютном большинстве случаев для данных целей используются эрбиевые волоконные усилители. Выбор волоконной конструкции связан с отсутствием необходимости настройки, высоким кпд и относительной дешевизной таких систем. В то же время рабочая длина волны эрбиевых усилителей ~ 1.55 мкм попадает в третье “окно прозрачности атмосферы”, а также, что немаловажно, относительно безопасна для глаз, что делает их незаменимыми для целей оптической связи. Существуют различные оптические схемы волоконных эрбиевых усилителей, соответствующие различным применениям. В данной работе нами была оптимизирована конструкция эрбиевого волоконного усилителя для АОЛС.

На сегодняшний день для накачки эрбиевых волоконных усилителей чаще всего используются диодные лазеры с длинами волн излучения 980 нм, либо 1480 нм, попадающих в полосы поглощения ионов эрбия в кварцевом стекле. При этом использование накачки на 980 нм позволяет максимизировать отношение сигнал-шум [2], а накачка на 1480 позволяет достигнуть большей эффективности преобразования накачки в сигнал. С точки зрения конструкции усилителя можно выделить две основных конфигурации, в одной излучение накачки распространяется в одном направлении с излучением сигнала, а в другой навстречу ему. При этом стоит отметить, что использование схемы с попутной накачкой совместно с диодами на 1480 нм, длина волны которых близка к длине волны сигнала, может привести к тому, что непоглощённая накачка, будет детектирована приемником, что приведет к ухудшению соотношения

сигнал-шум. В связи с этим, схема с накачкой на длине волны 980 нм является более гибкой. Проведя анализ влияния длины волны накачки на выходные характеристики усилителя, была выбрана схема с накачкой $\lambda=980$ нм.

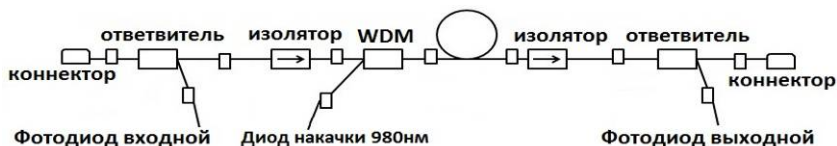


Рис. 1. Схема волоконно-оптического эрбиевого усилителя

Нами была собрана схема усилителя, показанная на рис. 1. Излучение накачки и сигнала вводились в эрбиевый световод с помощью стандартного телекоммуникационного объединителя (WDM). Также в схеме имелось два ответвителя для возможности контроля мощности сигнала на входе и выходе усилителя и два оптических изолятора. В качестве активной среды был использован эрбиевый алюмосиликатный световод. Как было показано в [3] использование алюмосиликатной сердцевины световода позволяет увеличить эффективность его работы.

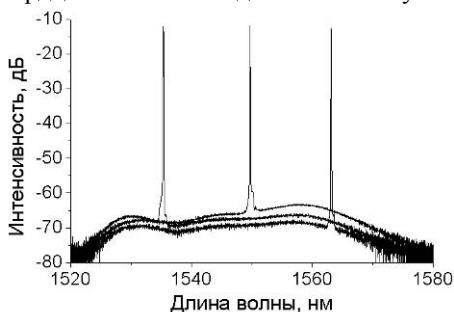


Рис. 2. Спектры усиленного сигнала

Нами была изучена зависимость эффективности от длины активного световода и определена оптимальная длина, для которой усилитель эффективно работал как на больших, так и на малых длинах волн. Спектры усиленного сигнала представлены на рис. 2. Измеренный коэффициент усиления слабого сигнала составил 25 дБ. Выходная мощность усилителя составила

более 100 мВт. Также были проведены климатические испытания усилителя, которые подтвердили его работоспособность в температурном диапазоне $-40^{\circ}\text{C} \div 60^{\circ}\text{C}$.

Список литературы

1. Прохоров Д.В. Технологии и средства связи. 2004. №1. С.20-25.
2. Курков А.С., Наний О.Е. // Lightwave. 2003. №1. С.14-19.
3. Likhachev M., Bubnov M., Zotov K., Lipatov D., Yashkov M., Guryanov A. // Opt. Lett. 2009. V.34. P.3355-3357.

В.А. ЛАЗАРЕВ, А.Б. ПНЕВ, Д.А. ШЕЛЕСТОВ
 НОЦ “Фотоника и ИК техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Предложен косвенный способ измерения длительности импульса пикосекундного лазера на основе сигнала второй гармоники, создана экспериментальная установка на волоконном Yb-лазере (1064 нм) мощностью 10 мВт, предложен алгоритм стабилизации во всём диапазоне выходных мощностей, показана точность стабилизации 0,5 пс.

Волоконные лазеры сверхкоротких импульсов работают в режиме высоких пиковых мощностей. При промышленном использовании это приводит к постепенной деградации элементов и, соответственно, непредсказуемому изменению параметров излучения.

В работе использован иттербиевый волоконный кольцевой лазер [1], работающий на длине волны 1064 нм. При изменении интенсивности накачки длительность импульса изменяется в диапазоне 10-15 пс. В схеме (рис. 1) после лазера установлен волоконный усилитель, на основе которого организован контур поддержания постоянного уровня выходной мощности при изменении интенсивности входного излучения.

В связи с тем, что и лазер, и усилитель полностью сделаны на основе волокна с сохранением поляризации, в процессе работы выходное состояние поляризации плавно и произвольно изменяется. Для устранения влияния этого эффекта на последующие части схемы на пути излучения установлен поляризатор, позволяющий оставить состояние поляризации на выходе неизменным, хотя это приведёт к дрейфу интенсивности выходного сигнала, что корректно обрабатывается алгоритмом, описываемым ниже.

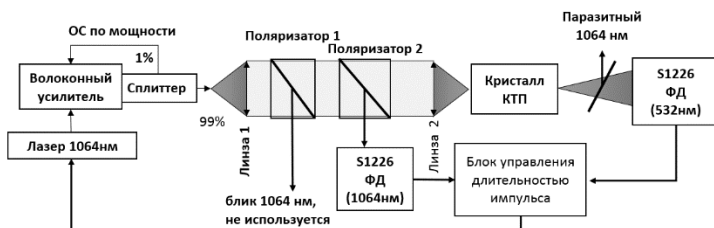
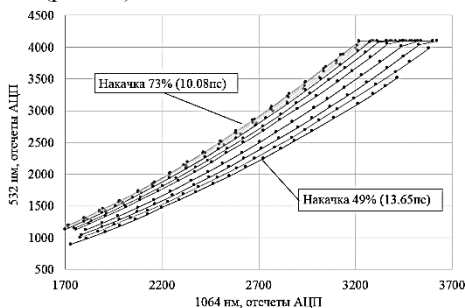


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Излучение с постоянной поляризацией попадает на нелинейный кристалл (КТП). Непосредственно до и сразу после установлены фотоприёмники на 1064 нм и 532 нм. Первый из них показывает точное значение средней мощности, попадающей на кристалл (средняя мощность не чувствительна к рассматриваемым изменениям длительности импульса), второй – фиксирует интенсивность излучения после преобразования, чувствительную к длительности. В данной работе речь идёт о компенсации относительно долговременных изменений длительности импульса с характерной постоянной времени >10 с.

Используемый алгоритм предполагает предварительную калибровку системы. При помощи усилителя происходит сканирование выходного сигнала по мощности за время, меньшее характерного изменения (за время сканирования длительность импульса предполагается неизменной). В процессе сканирования микроконтроллер запоминает определённое количество пар значений интенсивности излучений 1064 нм и 532 – точек. После получения массива данных для данной длительности импульса, система стабилизации переходит в следящий режим.

В режиме слежения по исходному значению «1064-координаты» рассчитывается значение «532-координаты» в соответствии с сохранённой таблицей и сравнивается с текущей «532-координаты». Несовпадение текущего и расчётного значений понимается как изменение длительности импульса, после чего в интенсивность накачки вносится корректирующее изменение до тех пор, пока значения не совпадут. Собранные экспериментальные данные обеспечили чувствительность на уровне 0,5 пс (рис. 2.). К основным достоинствам схемы относится возможность



миниатюризовать модуль генерации второй гармоники до размеров не более 10x10x10 см, а также потенциально более высокая точность для фемтосекундных систем, в связи с большей эффективностью генерации сигнала 532 нм.

Рис. 2. Результаты измерений

Список литературы

1. Патент № EP20050009990, Дания, 2005.

С.А. ХРИПУНОВ, Д.А. РАДНАТАРОВ,
С.М. КОБЦЕВ, А.В. СКОРКИН
Новосибирский государственный университет

УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА В ВЫСОКОДОБОТНОМ ЧАСТИЧНО-СВЯЗАННОМ СУБ-РЕЗОНАТОРЕ

В настоящей работе представлен новый подход к внутрирезонаторному удвоению частот генерации волоконного лазера с использованием высокодобротного суб-резонатора, частично связанного с основным резонатором. Получено более 800 mW выходного излучения (536 нм) в моде ТЕМ₀₀, эффективность преобразования излучения накачки с длиной волны 976 нм в зелёное излучение составила 13%.

Продемонстрированный в [1] новый подход к внутрирезонаторному удвоению частот излучения непрерывного волоконного лазера интересен как возможностью эффективного удвоения неодночастотного излучения, так и упрощенной схемой, не требующей активной стабилизации длины высокодобротного суб-резонатора. В настоящей работе этот подход развит и впервые показано, что эффективная внутрирезонаторная генерация второй гармоники возможна также в случае, когда высокодобротный суб-резонатор не является “резонатором в резонаторе”, а имеет с резонатором волоконного лазера только некоторую общую часть.

Разработанная новая схема представлена на рис. 1. Активной средой лазера является оптическое волокно с двойной оболочкой и поддержкой поляризации, допированное ионами иттербия. Излучение накачки на длине волны 976 нм от полупроводникового диода заводилось в оболочку волокна при помощи волоконного объединителя. Входной и выходной торцы волоконной части резонатора были сколоты под углом (~8°) для подавления паразитных обратных связей. Зеркало М5 линейного резонатора волоконного лазера является плотным для излучения основной гармоники. Положение призмы задает центральную длину волны генерации около 1070 нм, а поляризатор (PBS) “навязывает” излучению лазера линейную поляризацию. Роль выходного зеркала линейного резонатора волоконного лазера играет просветленная грань нелинейного кристалла LBO. Кристалл расположен внутри суб-резонатора, образованного входным зеркалом М1 – с коэффициентом пропускания 5% и зеркалами М2, М3, М4 – плотными для основной гармоники; для излучения удвоенной частоты зеркала М1-М4 прозрачны.

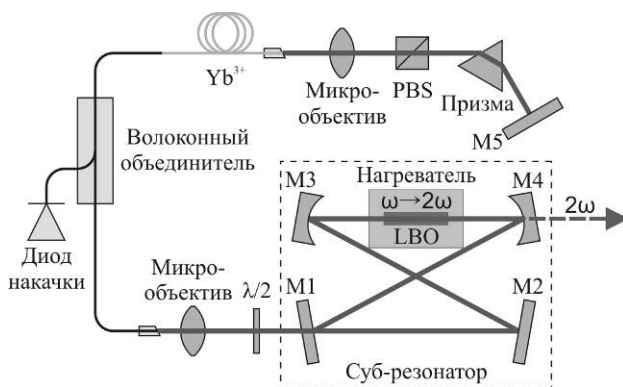


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

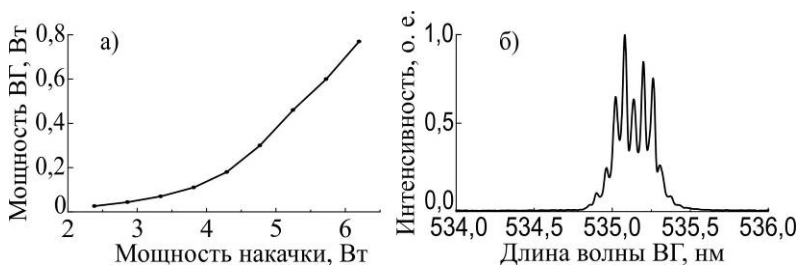


Рис. 2. Зависимость мощности ВГ от мощности накачки (а); спектр излучения (б)

Нелинейный кристалл вырезан под первый тип температурного синхронизма и поддерживается при температуре 140° С.

Применение этой новой схемы позволило получить максимальную выходную мощность лазера на длине волны 536 нм 800 мВт при мощности излучения накачки 6 Вт на длине волны 976 нм (рис. 2а). Мода выходного зелёного излучения – TEM₀₀. Ширина спектра излучения основной гармоники (0,6 нм) не превышала спектральной ширины синхронизма (1,8 нм) нелинейного кристалла, соответствующий спектр излучения с удвоенной частотой представлен на рис. 2б.

Применение разработанной схемы частично-связанных резонаторов позволяет увеличить добротность четырехзеркального суб-резонатора и упростить общую схему лазера.

Список литературы

1. Cieslak R., Clarkson W.A. Internal resonantly enhanced frequency doubling of continuous-wave fiber lasers // Opt. Lett. 2011. V.36. P.1896-1898.

Ж.А. САМСОНОВА^{1,3}, А.А. СУРИН^{2,3}¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»²Московский физико-технический институт, Долгопрудный³НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛЕ LBO ОТ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ВОЛОКОННОГО ВКР ЛАЗЕРА НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1118 нм

Продемонстрирован волоконный ВКР лазер, генерирующий импульсное излучение на длине волны 1118 нм пиковой мощностью 210 Вт с узкой спектральной линией 0.06 нм, что было достигнуто благодаря оптимизации параметров используемых волоконно-оптических элементов. Получено излучение средней мощностью 0.7 Вт на длине волны 559 нм в кристалле LBO.

Одним из актуальных направлений в лазерной физике на настоящий момент является создание мощных (средняя мощность > 5 Вт) лазеров, излучающих в видимом спектральном диапазоне 530 – 700 нм. Например, излучение на длине волны 559 нм потенциально применимо в литографии и в дистанционном зондировании, в мощных лазерных проекторах и дисплеях [1]. Но готовых предложений по реализации мощного лазера на 559 нм в промышленных масштабах на сегодняшний день практически не встречается. Такое желто-зеленое излучение можно получить генерацией второй гармоники (ГВГ) от излучения твердотельных лазеров с использованием эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [2]. Однако, оптическая схема такого лазера крайне сложна и требует прецизионной юстировки. Также создаются полупроводниковые лазеры на гетероструктурах, которые способны генерировать излучение на 559 нм [3] или могут быть использованы для ГВГ [4]. Но применение этих лазеров в задачах, требующих хорошую фокусировку луча, осложнено из-за плохого качества пучка. Существует иной способ получения излучения в видимом спектральном диапазоне — ГВГ от излучения волоконного ВКР лазера [5]. Благодаря широкому спектру усиления ВКР в волокне, можно получать излучение на любой длине волны в диапазоне 1.06 – 1.5 мкм [6]. Кроме того, такие лазеры сочетают в себе все преимущества волоконных лазеров.

Для эффективной ГВГ требуется линейно поляризованное излучение с высокой плотностью мощности и узкой спектральной линией, достижение чего в волоконных ВКР лазерах усложняется спектральным уширением линии [7]. Исследование зависимостей параметров излучения лазера от

конфигурации ВКР преобразователя позволили создать импульсный волоконный ВКР лазер, оптическая схема которого представлена на рис. 1. Ширина спектральной линии излучения равна 0.06 нм. Импульсный режим реализован за счет синхронизации импульсов волны накачки и стоксовой волны [8]. Средняя мощность лазера составила 10.4 Вт, частота следования импульсов — 1.7 МГц при длительности 30 нс. Оптическая схема данного лазера изображена на рис. 1.

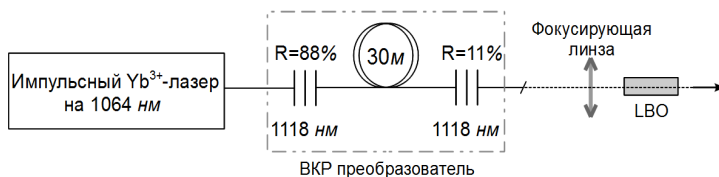


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента по ГВГ на 559 нм

В результате однопроходной ГВГ в кристалле трибората лития LBO ($3 \times 3 \times 20 \text{ мм}^3$) было получено излучение средней мощностью 0.7 Вт на длину волны 559 нм с эффективностью преобразования во вторую гармонику 7%.

Список литературы

1. Knize R. Full color solid state laser projector system. US Patent 5 317 348. 1994.
2. Tan Y., Fu H.N., Zhai P., Zhang X.H. An efficient CW laser at 560 nm by intracavity sum-frequency mixing in a self-Raman Nd:LuVO₄ laser // *Laser Phys.* 2013. T.23. N4. 4c.
3. Klude M., Hommel D. 560-nm-continuous wave laser emission from ZnSe-based laser diodes on GaAs // *Appl. Phys. Lett.* 2001. T.79. N16. C.2523–2525.
4. Hara T., Oguri H., Yatsuki M., Yamane Y., Mure M. Novel 560nm yellow-green laser using broad-area laser diode and PPLN waveguide // *Quantum Electronics and Laser Science Conference.* 2005. T.2. C.856–858.
5. Georgiev D., Gapontsev V.P., Dronov A.G., Vyatkin M.Y., Rulkov A.B., Popov S.V., Taylor J.R. Watts-level frequency doubling of a narrow line linearly polarized Raman fiber laser to 589nm // *Opt. Express.* 2005. N13. C.6772–6776.
6. Курков А.С. Волоконные лазеры на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния // *Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского.* 2008. №2. С.32–38.
7. Babin S.A., Churkin D.V., Ismagulov A.E., et.al. Spectral Broadening in Raman Fiber Lasers // *Opt. Lett.* 2006. T.31. N20. C.3007–3009.
8. Smith K., Kean P.N., Crust D.W., Sibbett W. An experimental study of a synchronously pumped fibre Raman oscillator // *J. of Modern Opt.* 1987. T.34. N9. C.1227–1233.

В.А. МАКСИМЕНКО

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ОСОБЕННОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ В СХОДЯЩИХСЯ И РАСХОДЯЩИХСЯ ПУЧКАХ

При наблюдении фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) в легированных кристаллах ниобата лития обнаружены некоторые особенности формирования картин ФИРС в случае падения на кристалл сходящихся и расходящихся пучков накачки. Обнаруженные особенности связываются с характером перераспределения фотогенерированного объемного заряда в области освещения кристалла и, соответственно, с конфигурацией фотонаведенного электрического поля, изменяющего показатель преломления кристалла в освещаемой области.

Фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС) в кристаллах ниобата лития представляет собой вредное, с точки зрения практического использования данных кристаллов, явление. Оно ограничивает возможности применения кристаллов ниобата лития в таких областях, как оптическая запись информации, оптическое управление световыми пучками. Изучение этого явления необходимо для того, чтобы определить условия, при которых от ФИРС можно избавиться в научных экспериментах и прикладных применениях.

ФИРС при различных условиях эксперимента и с различными фоторефрактивными кристаллами изучается достаточно давно [1], однако далеко не все закономерности этого явления получили свое объяснение. В данной работе рассматриваются особенности формирования картины ФИРС в случае падения на кристалл сходящихся и расходящихся пучков накачки.

В экспериментах использовались кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0.03% вес.) $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0.03% вес.), которые представляли собой пластинки х-среза толщиной ~ 1 мм. Излучение He-Ne лазера ($\lambda = 0,6328$ мкм) мощностью 60 мВт фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 110 мм. Излучение накачки было поляризовано в плоскости, содержащей оптическую ось кристалла z (е-поляризация). В случае, когда кристалл устанавливался в область фокальной перетяжки пучка накачки, то на экране возникала картина рассеяния, симметричная относительно центрального пятна. Эта картина заметно вытянута вдоль оптической оси кристалла, что типично для широкоугольного ФИРС [2]. Для кинетики рассеяния в этом случае

характерно почти синхронное усиление рассеянного света по обе стороны от центрального пятна.

Однако ситуация меняется при смещении кристаллической пластинки в ту или другую сторону относительно фокальной перетяжки пучка. В этом случае лепестки рассеяния, наблюдаемые на экране асимметричны, сначала возникает и затем быстрее развивается большой лепесток. Причем четко просматривается закономерность: при сходящемся и расходящемся пучках накачки большие лепестки рассеяния оказываются направленными в противоположные стороны.

Для объяснения этой закономерности представляется целесообразным привлечь феноменологическую модель фоторефрактивного эффекта, согласно которой фотовозбужденные носители заряда переносятся из освещенной области сегнетоэлектрического кристалла в неосвещенную область, где захватываются ловушками [3].

Перенос заряда (электронов) преимущественно происходит в направлении оси спонтанной поляризации сегнетоэлектрика P_s (P_s сонаправлена с оптической осью кристалла z). В результате возникает электрическое поле, конфигурация которого будет несимметрична относительно пучка накачки. Это приводит к тому, что условия формирования шумовых голографических решеток, на которых осуществляется усиление рассеянного света, неравноправны для «верхней» и «нижней» областей пучка, что наиболее ярко проявляется для непараллельных пучков.

Можно заключить, что асимметрия индикатрисы ФИРС в легированных кристаллах ниобата лития в случае непараллельного пучка накачки, падающего нормально на кристалл, вызвана неравноправностью условий записи шумовых решеток, на которых осуществляется ФИРС, для верхней и нижней частей освещенной области, а также связана с тем фактом, что перенос фотоиндуцированного заряда происходит преимущественно в направлении полярной оси кристалла.

Таким образом, исследованная нами асимметрия картин ФИРС позволяет определить направление полярной оси P_s фоторефрактивного сегнетоэлектрического кристалла.

Список литературы

1. Magnusson R., Gaylord T. Laser scattering induced holograms in LiNbO_3 // Appl. Opt. 1974. V.13. №7. P.1545-1548.
2. Максименко В.А., Стой А.В., Карпец Ю.М. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. М.: Физматлит, 2008.
3. Gunter P., Huignard J.-P. Photorefractive materials and their applications 2. Materials. Springer Science + Busyness Media LLC, 2007.

В.А. МАКАРОВ, В.М. ПЕТНИКОВА,
Н.Н. ПОТРАВКИН, В.В. ШУВАЛОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ВОЛНЫ В ИЗОТРОПНОЙ ГИРОТРОПНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ: ПЕРИОДИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ МНОГОСОЛИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ

Методом линеаризации получены приближенные решения одномерной неинтегрируемой задачи распространения эллиптически поляризованных световых волн в изотропной гиротропной среде с локальной и нелокальной составляющими Керровской нелинейности и частотной дисперсией второго порядка. Проанализирован характер соответствующих этим решениям нелинейных волн - периодических аналогов многосолитонных комплексов.

Распространение плоской световой волны с эллиптической поляризацией через изотропную гиротропную среду с кубической нелинейностью и частотной дисперсией второго порядка описывается неинтегрируемой системой нелинейных уравнений Шредингера [1]. Некоторые ее частные решения в предположении о формировании «волноводов единого профиля» для медленно меняющихся амплитуд $A_{\pm}(z, t) = r_{\pm}(t) \exp(i\kappa_{\pm}z)$ компонент поля с ортогональными круговыми поляризациями и пропорциональными координате распространения z фазами были найдены, например, в [1]. Здесь r_{\pm} - вещественные амплитуды компонент поля, κ_{\pm} - константы распространения, t - время в бегущей системе координат.

В настоящей работе методом линеаризации задачи [1] в окрестностях минимумов $(\tilde{r}_{+}, \tilde{r}_{-})$ потенциальной энергии той же системы найдены периодические приближенные решения для $r_{\pm}(t)$ при отказе от этого приближения. Показано, что при $\tilde{r}_{\pm} \neq 0$ дисперсия, гиротропия и нелинейность определяют $(\tilde{r}_{+}, \tilde{r}_{-})$, ориентацию осей системы нормированных (штрих) нормальных координат ζ'_{\pm} и частоты их осцилляций Ω'_{\pm} (рис. 1). Эволюция $r_{\pm}(t)$ сводится к биениям двух нормальных мод и принципиально отличается от эволюции амплитуд компонент частного решения [1]. Последние вырождены по $\Omega'_{+} = \Omega'_{-}$ и $\Delta\kappa_{\pm} = \kappa_{\pm} \mp \rho_0$ (ρ_0 - константа линейной гирации), и в линейном пределе

обращаются в ноль. Ширины спектров $r_{\pm}(t)$ определяются частотами нормальных мод Ω'_{\pm} (рис. 1в, г) и их вкладом в r_{\pm} , заданными углом α (рис. 1а, б).

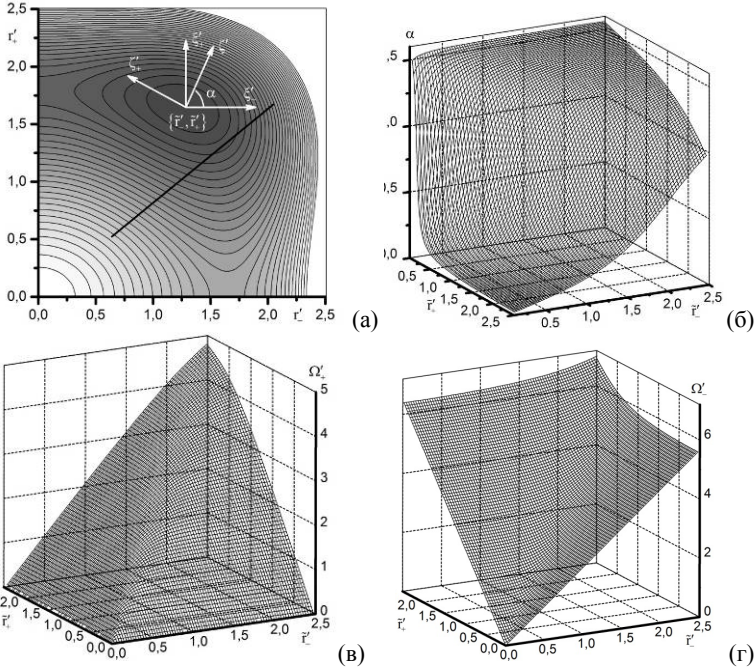


Рис. 1. Карты распределений: потенциальной энергии для $\Delta\kappa_+ > \Delta\kappa_-$, жирная линия – зависимость $r'_+(r'_-)$ для частного решения [1], $\xi'_{\pm} = r'_{\pm} - \tilde{r}'_{\pm}$ (а); изменения угла α (б), частот противофазной Ω'_+ (в) и синфазной Ω'_- (г) нормальных мод

Поэтому описанные выше приближенные решения являются линейными асимптотиками неизвестных пока новых периодических решений, переходящих при увеличении их периода в аналоги многосолитонных комплексов [2], что кардинально отличает их от частных решений [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №11-02-00653-а).

Список литературы

1. Макаров В.А., Пережогин И.А., Петникова В.М., Потравкин Н.Н., Шувалов В.В. // Квантовая электроника. 2012. Т.42. С.117.
2. Sukhorukov A.A., Ankiewicz A., Akhmediev N.N. // Opt. Commun. 2001. V.195. P.293.

А.А. ДОВГИЙ¹, А.И. МАЙМИСТОВ^{1,2}¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

ИССЛЕДОВАНИЕ УЕДИНЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЦЕПОЧКЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ЧЕРЕДУЮЩИМИСЯ ЗНАЧЕНИЯМИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Исследована эволюция электромагнитных импульсов в бинарной цепочке связанных волноводов из оптически нелинейных материалов с чередующимися значениями показателя преломления. Получены и исследованы на устойчивость частные решения системы связанных нелинейных уравнений, описывающие распространение плоских волн в рассматриваемой системе. Показано, что полученные решения являются неустойчивыми в сильных полях. Найдены частные решения, описывающие распространение уединенных волн в данной системе волноводов.

В последнее время дискретная оптика связанных волноводов вызывает большой интерес исследователей [1]. Рассматриваемые нелинейные дискретные оптические структуры дают новые примеры общего оптического явления – формирования уединенных волн.

Это явление возникает в случае сильных полей, достаточных для проявления нелинейных свойств среды, когда плоский волновой пакет разрывается на отдельные куски, которые в результате противостояния процесса дисперсии и нелинейного взаимодействия, принимают вид стационарных уединенных импульсов (солитонов). Распространенным методом исследования данного процесса является модуляционная неустойчивость (МН) (предвестник появления солитонов) [2]. Модуляционная неустойчивость на примере дискретных волноводных структур продемонстрирована в [3]. В настоящей работе рассмотрена бинарная цепочка волноводов с чередующимися значениями показателя преломления (волноводы с четными номерами сделаны из материала с положительным показателем преломления (ПП), волноводы с нечетными номерами – с отрицательным показателем преломления) (рис. 1). Система связанных уравнений, описывающих эволюцию волн в рассматриваемой волноводной структуре, имеет следующий вид [4]

$$\begin{cases} i(\partial_\zeta + \partial_\tau)q_{2n} + K(q_{2n-1} + q_{2n+1}) + r_1|q_{2n}|^2 q_{2n} = 0, \\ i(-\partial_\zeta + \partial_\tau)q_{2n+1} + K(q_{2n} + q_{2n+2}) + r_2|q_{2n+1}|^2 q_{2n+1} = 0 \end{cases},$$

где q_{2n} , (q_{2n+1}) – нормированная огибающая электрического поля в ПП (ОП) волноводе с номером $2n$ ($2n+1$), r_1 , r_2 (> 0) – параметры нелинейности в ПП и ОП волноводах соответственно, K ($K > 0$) – коэффициент связи между соседними волноводами [5]. В данном случае пренебрегается эффектами диссипации и дисперсией групповых скоростей второго порядка.

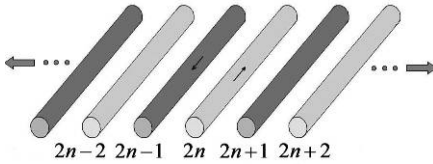


Рис. 1. Бинарная цепочка волноводов

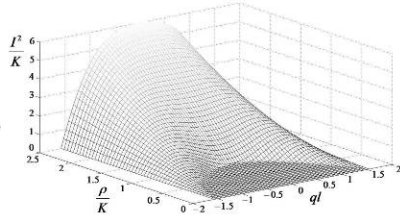


Рис. 2. Инкремент МН

Частные решения системы связанных уравнений, описывающие распространение плоских волн в данной структуре имеют следующий вид

$$\begin{cases} q_{2n} = (-1)^n A_0 \exp(i\varphi), \\ q_{2n+1} = (-1)^n B_0 \exp(i\varphi), \end{cases} \quad \varphi = \frac{r_1 A_0^2 - r_2 B_0^2}{2} \zeta + \frac{r_1 A_0^2 + r_2 B_0^2}{2} \tau.$$

Полученные решения исследованы на устойчивость методом линейного анализа и показано, что они являются неустойчивыми в сильных полях. На рис. 2 изображена зависимость степени неустойчивости (инкремент МН) для первой зоны Бриллюэна от параметра нелинейности ρ , который пропорционален интенсивности поля в волноводах ($\rho = (r_1 A_0^2 + r_2 B_0^2)^{1/2}$).

Распространение уединенных волн в продольном направлении волноводов описывается следующими частными решениями

$$\begin{cases} q_{2n} = \frac{4\gamma \exp(i\varphi_1 + i(2n)\nu)}{(1 + \beta)\rho \cosh(2\gamma[\xi - \xi_0])}, & \varphi_1 = \varphi_{10} - \left(1 - \frac{4\rho_1}{\rho}\right) \arctan(\exp[2\gamma(\xi - \xi_0)]), \\ q_{2n+1} = \frac{4\gamma \exp(i\varphi_2 + i(2n+1)\nu)}{(1 - \beta)\rho \cosh(2\gamma[\xi - \xi_0])}, & \varphi_2 = \varphi_{20} + \left(1 - \frac{4\rho_2}{\rho}\right) \arctan(\exp[2\gamma(\xi - \xi_0)]), \end{cases}$$

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 = \frac{r_1}{1 + \beta} \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\sqrt{1 + \beta}} + \frac{r_2}{1 - \beta} \frac{\sqrt{1 + \beta}}{\sqrt{1 - \beta}}, \quad \gamma = 2K \cos \psi, \quad \xi = \frac{\zeta + \beta\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Список литературы

1. Lederer F., Stegeman G.I., Christodoulides D.N. // Phys. Rep. 2008. V.463. №1–3. P.1–126.
2. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. San Diego: Academic Press, 2001.
3. Kivshar Y.S., Peyrard M. // Phys. Rev. A. 1992. V.46. P.3198.
4. Maimistov A.I., Gabitov I.R. // Eur. Phys. J. Special Topics. 2007. V.147. №1. P.265–286.
5. Маймистов А.И., Габитов И.Р., Личиницер Н.М. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т.104. №2. С.292–297.

В.В. ИВАХНИК, В.И. НИКОНОВ, М.В. САВЕЛЬЕВ
Самарский государственный университет

УДВОЕННОЕ ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ШЕСТИВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Проанализирована пространственная селективность шестиволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с удвоенным обращением волнового фронта. Найдены зависимости ширины полосы пространственных частот объектной волны от соотношения частот взаимодействующих волн, толщины нелинейного слоя.

Переход от четырех- к шестиволновым взаимодействиям расширяет возможности управления характеристиками волн, получить, в частности, волну с удвоенным обращенным волновым фронтом [1]. При реализации шестиволновых процессов использовались, как правило, среды с резонансной нелинейностью, в которых за счет подбора частот взаимодействующих волн можно существенно повысить эффективность таких процессов. Однако и в средах с другими типами нелинейности, в частности, тепловой [2], также могут быть реализованы с высокой эффективностью шестиволновые взаимодействия.

В настоящей работе анализируется пространственная селективность шестиволнового преобразователя излучения с преобразованием частоты вида $\omega_{11} + \omega_{12} + \omega_2 - \omega_{11} - \omega_{12} = \omega_2$ на тепловой нелинейности, осуществляющего удвоенное обращение волнового фронта. Для описания шестиволнового взаимодействия использовалось скалярное волновое уравнение, которое дополнялось уравнением Пуассона.

Шестиволновое взаимодействие рассматривалось при следующих предположениях: приближение заданного поля по плоским волнам накачки, приближение малого коэффициента преобразования, учитывались тепловые решетки, возникающие при интерференции сигнальных волн и волн накачки, распространяющихся под небольшими углами, квазиколлинеарная геометрия взаимодействия, параксиальное приближение.

Используя разложение объектной и сигнальных волн по плоским волнам, а возникающих в нелинейной среде тепловых решеток по гармоническим решеткам, получено интегральное выражение устанавливающее, однозначную связь между пространственным спектром

объектной волны с удвоенным обращенным волновым фронтом и пространственными спектрами сигнальных волн. Пространственный спектр объектной волны определяется функцией корреляции пространственных спектров тепловых решеток, записанных в нелинейной среде в результате интерференции сигнальных волн и волн накачки.

Численный анализ качества удвоенного обращения волнового фронта проводился для сигнальной волны от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя. Для количественной оценки качества преобразования излучения использовалась ширина полосы пространственных частот объектной волны.

Проанализирована зависимость качества удвоенного обращения волнового фронта от соотношения частот взаимодействующих волн, углового поворота волн накачки, толщины нелинейного слоя. Показано, что при распространении объектной волны точно навстречу сигнальным волнам при малой толщине нелинейной среды (ℓ) ширина полосы пространственных частот пропорциональна ℓ^{-1} . Изменение частот сигнальных волн не приводит к существенному изменению ширины полосы пространственных частот.

При фиксированных частотах первой волны накачки уменьшение частоты второй волны накачки приводит к увеличению по линейному закону ширины пространственного спектра объектной волны.

Для вырожденного шестиволнового преобразователя излучения ($\omega_{11} = \omega_{12}$) на тепловой нелинейности приведены оценки ширины полосы пространственных частот. В качестве среды с тепловой нелинейностью рассматривался этанольный раствор хлорида меди толщиной 0,5 мм. В качестве сигнальной волны и второй волны накачки использовалось излучение лазера на алюмоиттриевом гранате и его вторая гармоника, соответственно.

Список литературы

1. Ивахник В.В., Никонов В.И. Удвоенное сопряжение волнового фронта при невырожденном шестифотонном взаимодействии // Оптика и спектроскопия. 1993. Т.75. В.2. С.385-390.
2. Агишев И.Н., Толстик А.Л. Высокоэффективное шестиволновое взаимодействие в линейно поглощающих органических жидкостях // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35. В.8. С.35-40.

Е.М. БУЯНОВСКАЯ, Е.В. КРЫШКОВЕЦ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО В ПОЛЕ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Разработана методика, учитывающая многократное переотражение волн в интерферометре двумя суперпозиционными волнами. Показано, что в результате прохода через линейный интерферометр Фабри-Перо происходит изменение амплитуд гармонических составляющих спектра, что во временной области соответствует формированию последовательности субимпульсов. В нелинейном случае генерируются новые спектральные составляющие при сохранении модуляции спектра тем большей, чем меньше расстояние между зеркалами интерферометра.

В данной работе на основе полученных в [1] аналитических интегральных решений уравнений, описывающих динамику полей встречных световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах с безынерционной кубической нелинейностью было получено аналитическое выражение, описывающее закономерности пропускания интерферометром Фабри-Перо (ИФП) (рис.1) световых волн из малого числа колебаний вида:

$$E_{out}(t, L) = F^{-1} \left\{ \frac{(1-R)F\{E_{in}(0, t)\}}{1-R \cdot \exp(-i\omega \cdot 2L)} \right\} + \quad (1)$$

$$+ G \sqrt{\frac{1-R}{R}} \cdot \left[-F^{-1} \left\{ \frac{\exp(-i\omega L) \sqrt{R} F\{s_-(t, L) + I_-(t, L)\} + \sqrt{R} F\{s_+(t, L) + I_+(t, L)\}}{1-R \cdot \exp(-i\omega \cdot 2L)} \right\} + \right. \\ \left. + s_-(t, L) + I_-(t, L) \right]$$

где $G = 4n_2 I / N_0$ (здесь n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления; I – интенсивность излучения), R – энергетические коэффициенты отражения зеркал, расположенных параллельно друг другу на расстоянии L . В выражении (1) первое слагаемое в правой части описывает особенности пропускания волн из малого числа колебаний линейным ИФП, а второе учитывает нелинейность среды и характеризует совокупное действие эффектов самовоздействия светового импульса, распространяющегося в нелинейной диэлектрической среде – $s_-(t, L), s_+(t, L)$ и взаимодействие импульса с отраженным от зеркала

излучением – $I_+(t, L), I_-(t, L)$. Дисперсией и поглощением в настоящем рассмотрении пренебрегаем.

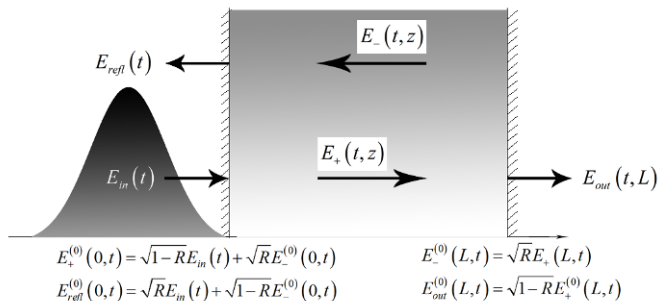


Рис. 1. Схема интерферометра Фабри-Перо. E_{in} – волна, падающая на интерферометр, E_{refl} – отраженная волна, E_{out} – волна на выходе, E_+ и E_- – волны, распространяющиеся внутри интерферометра в положительном и отрицательном направлении оси z

В ходе численного моделирования полученного выражения было показано, что в линейном случае не генерируется новых частот, а происходит лишь изменение амплитуд гармонических составляющих спектра (модуляция спектра). Во временной области происходит формирование последовательности субимпульсов, представляющих собой комбинацию исходного поля и его производной смещенных относительно друг друга. С увеличением добротности интерферометра происходит уменьшение амплитуды волны, прошедшей через ИФП и увеличивается частота следования субимпульсов. В случае, когда интенсивность входного излучения настолько высока, что среда внутри него проявляет нелинейные свойства в выходном излучении генерируются новые спектральные составляющие, причем помимо традиционной третьей «гармоники» могут генерироваться ушестеренные и т.д. частоты. При этом сохраняется модуляция спектра, тем большая, чем меньше расстояние между зеркалами интерферометра.

Список литературы

1. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Взаимодействие встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах и генерация излучения на комбинационных частотах в этом процессе // Оптика и спектроскопия. 2011. Т.111. №2. С.325-332.

Е.В. КАЗАНЦЕВА^{1,2}, А.И. МАЙМИСТОВ^{1,3}¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва³Московский физико-технический институт, Долгопрудный

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ ВОЛН В АНТИНАПРАВЛЯЮЩЕМ ВОЛОКОННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ С РЕЗОНАНСНЫМИ ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ

Рассмотрена модель, которая может описывать усиление электромагнитного импульса в антинаправляющем ответвителе, представляющем собой два туннельно-связанных волновода, один из которых обладает отрицательным преломлением и линейными потерями. Второй волновод обладает положительным преломлением и является резонансным услителем при условии того, что создана инверсия населенности содержащихся в нем примесных атомов.

В данной работе исследована возможность усиления обратной волны (распространяющейся в канале с отрицательным преломлением) в антинаправляющем ответвителе, состоящем из двух волноводов, один из которых обладает отрицательным преломлением, а другой – положительным. Рассмотрены два параллельных волновода, расположенных так близко друг к другу, что из-за нарушенного полного внутреннего отражения происходит обмен энергией электромагнитных полей между этими волноводами. Предполагается, что один волновод изготовлен из отрицательно преломляющего вещества, обладающего линейными потерями за счет поглощения, а второй волновод сделан из диэлектрика с примесью резонансных атомов. Считается, что нерезонансные потери в положительно преломляющем волноводе незначительны, а динамика поляризации двухуровневых атомов под действием электрического поля в положительно преломляющем волноводе описывается уравнениями Блоха [1-3].

Эти уравнения совместно с волновыми уравнениями для медленно меняющихся амплитуд напряженностей E_1 и E_2 электрического поля электромагнитного импульса в антинаправляющем ответвителе, характеризуют когерентное взаимодействие электромагнитного импульса с поляризацией резонансной среды в положительно преломляющем канале антинаправляющего ответвителя.

Благодаря резонансному взаимодействию примесных атомов с полем электромагнитного импульса и туннельной связи между положительно и отрицательно преломляющим волноводом возможно усиление обратной волны, распространяющейся в отрицательно преломляющем волноводе.

При достаточно больших длительностях импульсов или в случае непрерывного излучения задача сводится к тому, что рассматривалось в работе [4]. Ранее в работе [4] было рассмотрено распространение непрерывного излучения в туннельно-связанных волноводах, один из которых обладает отрицательным преломлением и линейными потерями, а другой волновод изготовлен из обычного диэлектрика и является линейным усилителем. При условии выполнения точного фазового синхронизма оказалось, что возможны компенсация потерь и усиление излучения на выходе из волновода с отрицательным преломлением. Также было показано, что нелинейность положительно преломляющего волновода препятствует усилению излучения в отрицательно преломляющем волноводе. Рост напряженности электрического поля в волноводе-усилителе приводил к изменению показателя преломления этого волновода. Следствием этого является нарушение синхронизма между волнами в соседних волноводах, что приводит к уменьшению эффективности усиления.

Исследование проведено при поддержке РФФИ (грант 12-02-00561) и Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг."

Список литературы

1. Тамир Т. Интегральная оптика. М.: Мир, 1978.
2. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972.
3. Maimistov A.I., Basharov A.M. Nonlinear optical waves. Kluwer Academic publishers, Dordrechtn, Boston, London, 1999.
4. Маймистов А.И., Казанцева Е.В. Волноводный усилитель на основе антинаправленного ответвителя // Оптика и спектроскопия. 2012. Т.112. №2. С.291-298.

А.В. КАУРОВ

Самарский государственный университет

ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КВАЗИПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ ГЕОМЕТРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С использованием метода функции размытия точки (ФРТ) проанализирована точность преобразования излучения четырехволновым преобразователем при квазиперпендикулярной геометрии взаимодействия. Показано увеличение точности преобразования излучения таким преобразователем по сравнению с аналогичным преобразователем с коллинеарной схемой взаимодействия. Получены зависимости полуширины модуля ФРТ от расходимости волны накачки, положения плоскости фокусировки сигнальной волны, сдвига направления распространения волны накачки относительно граней нелинейного слоя.

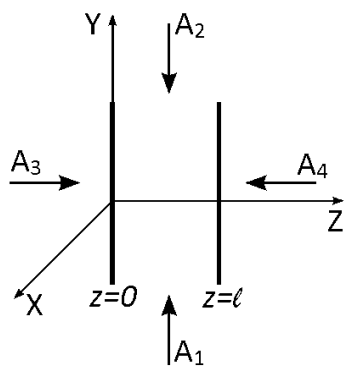


Рис. 1. Схема
квазиперпендикулярной
геометрии четырехволнового
взаимодействия

Анализ точности или качества преобразования излучения четырехволновым преобразователем является актуальной задачей при применении таких преобразователей в системах коррекции фазовых искажений [1]. Одним из наиболее распространенных методов анализа точности является метод, основанный на построении и анализе функции размытия точки (ФРТ) четырехволнового преобразователя излучения [2].

В данной работе была рассмотрена схема, когда угол между волнами накачки и сигнальной волной близок к 90 градусам, то есть схема с квазиперпендикулярной геометрией взаимодействия [3, 4, 5].

Проведено сравнение ФРТ вырожденного ($\omega + \omega - \omega = \omega$) четырехволнового преобразователя на керровской нелинейности при квазиколлинеарной и квазиперпендикулярной геометрии взаимодействия. Точность преобразования излучения оценивалась по ширине модуля ФРТ. При малых значениях параметра $kl < 10^4$ ширина модуля ФРТ

четырёхволнового преобразователя при квазиперпендикулярной геометрии взаимодействия Δx меньше ширины модуля ФРТ четырёхволнового преобразователя при квазиколлинеарной геометрии взаимодействия $\Delta \rho$. По мере удаления плоскости фокусировки сигнальной волны от передней грани нелинейного слоя относительная разность $(\Delta \rho - \Delta x)/(\Delta x + \Delta \rho)$ уменьшается.

С ростом параметра kl ($kl > 10^5$) описанная выше зависимость между ширинами модулей ФРТ выполняется лишь при малой расходимости волн накачки и при расположении плоскости фокусировки сигнальной волны вблизи передней грани нелинейного слоя. Однако при больших значениях расходимости волны накачки и с удалением плоскости фокусировки сигнальной волны значение $\Delta \rho$ оказывается меньше значения Δx .

Если ширина гауссовой волны накачки примерно равна толщине нелинейного слоя, то наибольшее значение максимума модуля ФРТ соответствует распространению волны накачки через середину слоя.

Было исследован случай квазивырожденного взаимодействия ($\omega_1 = \omega_2$, $\omega_1 = \omega_2$) на керровской нелинейности при больших коэффициентах отражения. В нём исследован Фурье-образ ФРТ, то есть её спектральная характеристика.

Анализ спектральной характеристики также применялся в случае со средой с тепловой нелинейностью.

Литература

1. Воронин Э.С., Петникова В.М., Шувалов В.В. Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор) // Квантовая электроника. 1981. Т.8. №5. С.917–935.
2. Ивахник В.В. Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии. Самара: Изд-во Самарского университета, 2010.
3. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др. Полное обращение волнового фронта деполаризованного излучения при вырожденном четырехфотонном взаимодействии (теория и эксперимент) // Квантовая электроника. 1980. Т.7. №3. С.627–630.
4. Воронин Э.С., Петникова В.М., Шувалов В.В. Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор) // Квантовая электроника. 1981. Т.8. №5. С.917–935.
5. Зельдович Б.Я., Орлов М.А., Шкунов В.В. Четырёхволновая параметрическая генерация в схеме с поперечной накачкой // Квантовая электроника. 1986. Т.13. №5. С.967–972.

А.А. КРАЙСКИЙ, А.В. КРАЙСКИЙ
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

УСЛОВИЯ ПОВЫШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНУТРИ СЛОИСТОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

В работе с помощью компьютерного моделирования рассмотрены условия повышения в сотни раз интенсивности светового излучения, падающего на плоскопараллельный слой одномерного фотонного кристалла.

В настоящем сообщении рассматривается способ повышения интенсивности светового излучения внутри одномерного фотонного кристалла (ФК), представляющего плоскопараллельный слой оптические свойства которого имеют вид периодической плоской слоистой структуры, слои которой параллельны границам ФК [1]. Рассматривается структура поля внутри среды без поглощения и светорассеяния вплоть до больших коэффициентов отражения от слоя. Вследствие этого задача требует численного анализа, В компьютерной модели находилось решение волнового уравнения при нормальном падении плоской монохроматической волны. Изменение показателя преломления полагалось синусоидальным. Хорошо известно, что при малом отражении в такой среде имеется брэгговское отражение для резонансной частоты. Спектр отражения имеет вид $((\sin \delta)/\delta)^2$, где δ – отстройка частоты излучения от резонансной. В спектре пропускания максимумам кривой отражения отвечают провалы пропускания. При слабом отражении рассмотрение нетрудно провести аналитически. При этом в среде не возникают условия для существенного повышения интенсивности.

При значительном повышении амплитуды переменной части профиля или при увеличении толщины достаточно хорошо известен характер спектра отражения и пропускания (см., например, [2]). В спектре пропускания такой структуры в окрестности резонансной частоты возникает так называемая запрещенная зона (ЗЗ). Излучение в пределах ЗЗ не может пройти сквозь ФК, и полностью отражается им. Поэтому в спектре пропускания в этой области образуется провал. Ширина зоны зависит от толщины ФК. Вблизи зоны остаются максимумы пропускания, чередующиеся с минимумами. При достаточно большой толщине ФК и амплитуде переменной части эти более или менее близкие максимумы и минимумы превращаются в более или менее протяженные и резкие полосы, максимумы которых равны 1, а минимумы могут достигать 0. Т.о.

вблизи запрещенной зоны появляются более или менее узкие зоны полной прозрачности. В [2] на основании зонных представлений распространения волн в периодической среде приводятся соображения, что вследствие замедления групповой скорости волны вблизи границы зоны должна увеличиваться интенсивность световой волны.

Мы изучали структуру распределения поля по толщине ФК в зависимости от длины волны света. Выяснилось, что при достаточно выраженном 1-ом окне прозрачности ($\lambda=510,6$ нм) поле полностью проходит через слой, увеличивая до центра слоя свою величину и ослабляясь до входного значения на выходной плоскости. На рис. 1 видно, что при приведенных параметрах амплитуда поля в центре слоя увеличивается по сравнению с амплитудой входного поля более чем в 5.6 раза, что соответствует увеличению интенсивности в 31 раз.

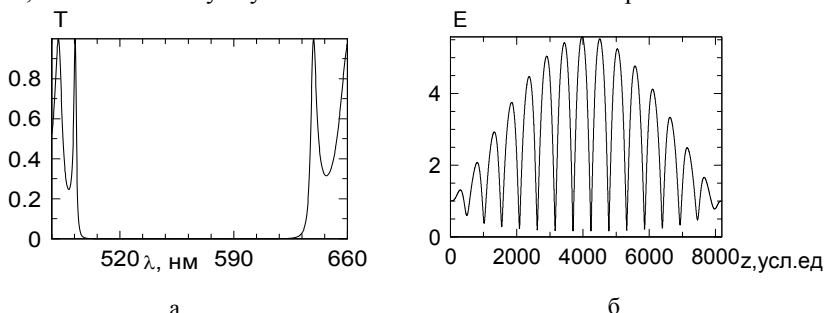


Рис. 1. Спектр пропускания слоя толщиной 2519 нм, среднее значение показателя преломления 1.79 ($\epsilon = 3.2$), амплитуда изменений $\nu = 0.333$ (а); распределение поля по глубине того же слоя при амплитуде входящего излучения 1 и длине волны в вакууме – 510.6 нм (в условных единицах) (б)

При увеличении толщины слоя в 2 раза, длина волны резонанса смещается до 514.9 нм, интенсивность увеличивается в 116 раз, При увеличении толщины еще в 2 раза – до 516.1 нм и в 462 раза соответственно. При несинусоидальном профиле результаты отличаются, в основном, численными изменениями.

Список литературы

1. Крайский А.В., Крайский А.А. Способ повышения плотности мощности светового излучения внутри среды. Заявка на получение патента РФ на изобретение от 26.12.2012 рег. №2012156565.
2. Горелик В.С. Оптические и диэлектрические свойства наноструктурированных фотонных кристаллов, заполненных сегнетоэлектриками и металлами. Физика твердого тела. 2009. Т.51. Вып.7. С.1252-1258.

Л.В. ЯБЛОКОВА^{1,2}, Д.Л. ГОЛОВАШКИН^{1,2}

¹Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П. Королёва

²Институт систем обработки изображений РАН

СОГЛАСОВАННОЕ РАЗНОСТНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДАЛАМБЕРА И МАКСВЕЛЛА. ДВУМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Предложена методика отыскания согласованного разностного решения волнового уравнения и системы уравнений Максвелла, позволяющая совместить достоинства и избежать недостатков обоих упомянутых численных методов нанофотоники. В двумерном случае на тестовых примерах продемонстрированы сходимость такого решения, возможность наложения PML-слоев и задания падающей волны по технологии TF/SF.

Развитие нанофотоники сопровождается как появлением новой элементной базы, так и разработкой численных методов расчета дифракции света. Наибольшей популярностью среди последних пользуется FDTD подход, основанный на разностном решении уравнений Максвелла и характеризующейся в силу этого универсальностью, позволяя моделировать распространение произвольной электромагнитной волны в любой среде, в том числе и с учетом их нелинейного взаимодействия. К сожалению, высокие вычислительная сложность и требования к объему оперативной памяти сопровождают применение упомянутого метода, являясь платой за перечисленные достоинства.

Указанный недостаток принято преодолевать учётом природы электромагнитного излучения, особенностью строения элементов нанофотоники, разработкой новых приёмов программирования или обращением к разностному решению волнового уравнения. Комбинированию последнего подхода с FDTD-методом и посвящена предлагаемая работа.

Сокращение вычислительной сложности при реализации FDTD-метода традиционно связывают с использованием аппаратных средств, позволяющих организовывать параллельные и векторные вычисления по нему. Результаты многолетних исследований в этой области подробно представлены в [1] и использованы при разработке множества программных пакетов. Проблеме сокращения объема оперативной памяти при организации вычислений по рассматриваемому методу также посвящен ряд работ (декомпозиция области, метод пирамид). Вместе с тем в вычислительной оптике существует тенденция упрощать

математическую модель исследуемого явления, сводя ее к уравнениям, процедура решения которых менее требовательна к системным ресурсам. Например, метод RCWA изначально формулировался для исследования дифракции монохроматического света на решетках, BPM - в скалярном параксиальном приближении т.д.

Развиваемый в работе подход характеризуется переходом к двумерному случаю дифракции ТЕ-волны [1] на цилиндрическом элементе, приводящему к уравнению Даламбера. Разностное решение последнего совпадает с результатами расчетов по FDTD-методу в указанном случае, но отличается хранением одной сеточной функции на двух временных слоях в отличие от FDTD (три сеточных функции на одном слое по времени), что позволяет на треть сократить требования к объему используемой оперативной памяти. Простота программной реализации также выгодно отличает выбранный подход.

Будучи, в свое время, в фокусе внимания исследователей, разностное решение уравнения Даламбера постепенно утратило популярность в связи с развитием FDTD-метода и применялось исключительно для формирования поглощающих граничных условий [2] для последнего. Возвращение интереса к нему в настоящее время [3] связано с отмеченными преимуществами, но происходит достаточно быстро в силу отсутствия разработанного математического аппарата задания падающего поля, наложения поглощающих слоев и учета дисперсии материала. Последняя проблема недавно успешно решена в [4], а преодолению двух первых посвящена предлагаемая работа. Авторы находят разумным совместить разностные решения уравнения Даламбера (в области нахождения оптического элемента) и уравнений Максвелла (в поглощающих слоях), сочетая достоинства первого (сокращение требования к объему оперативной памяти) и второго (разработанный математический аппарат TF/SF-методики и PML-слоев) методов.

Список литературы

1. Taflove A., Hagness S. Computational electrodynamics: The Finite-difference time-domain method. Boston: Artech House Publishers, 2005.
2. Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations // IEEE Trans. Electromagnetic Compability. 1981. V. 23. P. 377-382.
3. Козлова Е.С., Котляр В.В. Моделирование распространения короткого двумерного импульса света // Компьютерная оптика. 2012. Т.36. №2. С.158-164.
4. Козлова Е.С., Котляр В.В. Моделирование предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна в среде с частотной дисперсией на основе разностного решения волнового уравнения // Компьютерная оптика. 2013. Т.37. №2. С.146-154.
5. Дифракционная нанофотоника / под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2011.

И.А. АРТЮКОВ, Р.М. ФЕЩЕНКО,
Н.Л. ПОПОВ, А.В. ВИНОГРАДОВ

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

О ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ЗАДАЧЕ КОГЕРЕНТНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НАКЛОННЫХ ОБЪЕКТОВ

Рассматриваются аналитический и численный подходы к обобщению интеграла Френеля для наклонных объектов. Для этой цели используется точное решение параболического волнового уравнения. Исследуется поле пучка излучения, распространяющегося под произвольным углом $\theta \neq \pi/2$ к поверхности объекта. Демонстрируется численная симуляция дифракционной картины для $1^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$. Показано, что обратная задача для наклонного объекта сводится к интегральному уравнению Фредгольма 2-го рода. Рассматриваются 2D и 3D геометрии. Полученные результаты могут быть полезны как теоретическая основа для разработки систем отражающего когерентного изображения наклонных объектов, например для определения размеров и формы субмикронных следов релятивистских электронов по их рентгеновскому изображению.

При переходе от оптики к вакуумному ультрафиолету и рентгеновскому излучению в методах получения изображений набирает большую популярность метод когерентного изображения [1,2]. Он позволяет обойтись без оптических элементов (безлинзовое изображение) и связанных с ними аберраций и потерь. Однако безлинзовое когерентное изображение хорошо разработано для режима пропускания [3], когда плоскость объекта перпендикулярна волновому вектору k . В тоже время существует потребность в разработке рентгеновского когерентного изображения для объектов наклонных по отношению к вектору k . Первой проблемой, с которой столкнулись исследования когерентного изображения в режиме отражения [4], стала необходимость работать при скользких углах падения внутри внешнего полного отражения. Быстрое развитие и перспективы когерентных рентгеновских источников [5] мотивируют разработку метода отражающего когерентного изображения, подобного существующему для объектов в режиме пропускания [3].

В работе проведён вывод формул для скалярного волнового поля от наклонного объекта и интегрального уравнения, решающего обратную задачу, в приближении параболического уравнения:

$$u(x, y, z) = \sqrt{\frac{k}{2\pi}} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}) \int_{-\frac{z}{\cos\theta}}^{\infty} \frac{ds}{(z-z')^{3/2}} \exp\left[i\frac{k(x-x')^2}{2(z-z')}\right] \times \left[\sqrt{\frac{k}{2\pi(z-z')}} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(s, y') \exp\left[i\frac{k(y-y')^2}{2(z-z')}\right] dy' \right] \quad (1)$$

$$u_0(s, y) = \frac{i\sqrt{s}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{u_0(s, t) \exp\left\{\frac{ikt \sin^2 \theta}{2 \cos \theta}\right\} dt}{\sqrt{t(t-s)}} = \frac{ik}{\pi \cos \theta} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{ik(x-s \sin \theta)^2}{2s \cos \theta} - \frac{ik(y-y')^2}{2s \cos \theta}\right\} u_1(x, y') dx dy', \quad s > 0. \quad (2)$$

здесь $\mathbf{r} = (x, y, z)$; \mathbf{n} - нормаль к плоскости объекта, x', y', z' - координаты плоскости объекта, и s -собственная координата объекта в плоскости наклона рис. 1.

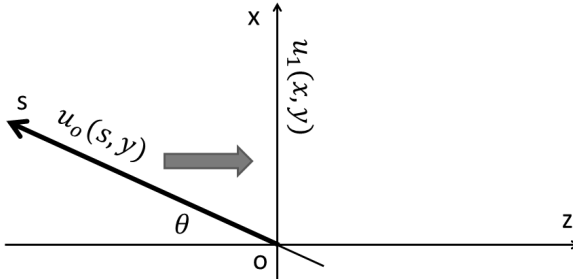


Рис. 1. Распространение волны от наклонного объекта. OS – плоскость объекта, OX – плоскость детектора

Для численного моделирования по формуле (1) была написана программа на комбинации языков программирования Lua и C++, которая эффективно решает прямую задачу. Результаты ее работы опубликованы и будут так же показаны в докладе.

Полученные результаты могут быть полезны для измерения поперечного размера и профиля плотности субмикронных электронных пучков в современных ускорителях, а так же для отражающего когерентного изображения и других экспериментов с XFEL, источниками излучения 3-го поколения, лабораторными рентгеновскими лазерами и генераторами высоких гармоник.

Список литературы

1. Attwood D. Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications. Cambridge University Press, 1999.
2. Paganin D.M. Coherent X-ray Optics. Oxford: Clarendon Press, 2005.
3. Nugent K. Coherent methods in the X-ray sciences. // Advances in Physics. 2010. V.59. N1. P.1–99.
4. Sun T., Jiang Z., Strzalka J., et. al. Three-dimensional coherent X-ray surface scattering imaging near total external reflection // J. Nature Photon. 2012. V.6. P.586–590.
5. Popmintchev T., Chen M.-C., Popmintchev D., et. al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-Ray regime from mid-infrared femtosecond lasers // Science. 2012. V.336. P.1287-1291.

И.А. ЛЕВИН

ОАО «Ростовский оптико-механический завод», Ярославская обл.

ГИБРИДНЫЕ ТЕПЛОВИЗИОННЫЕ «ПАНКРАТИЧЕСКИЕ» ОБЪЕКТИВЫ ДЛИННОВОЛНОВОГО ИК-ДИАПАЗОНА

Рассмотрены возможности компоновки гибридного тепловизионного «панкратического» объектива на основе трёхлинзовой схемы. Показаны преимущества включения дифракционного оптического элемента в состав рассчитываемого объектива на этапе получения начальных значений оптических сил компонентов системы.

Современные тенденции развития тепловизионной оптики направлены на создание объективов, обладающих широкими функциональными возможностями, к примеру, инфракрасных (ИК) объективов переменного увеличения, а также оптических систем, работающих в нескольких спектральных диапазонах. Однако, компоновка и расчёт оптической схемы объектива, работающего в ИК-области спектра и не обладающего ни одним из перечисленных свойств, уже является сложной технической задачей. Это связано с тем, что для достижения требуемого качества изображения необходимо не только скорректировать монохроматические и хроматические аберрации, но и обеспечить атермализацию оптической системы. Основной сложностью в решении данной задачи является весьма ограниченный выбор оптических материалов прозрачных в ИК-области спектра, особенно в длинноволновой его части. Кроме того невысокий коэффициент пропускания (по сравнению с оптическими материалами в видимой части спектра) вынуждает ограничивать число используемых компонентов и проектировать объективы с относительными отверстиями не менее $1/1,5$ [1].

В ряде случаев достижение надлежащего качества изображения требуется сочетать с необходимостью обеспечения широкого диапазона изменений расстояния до предметной плоскости, существенно превышающих глубину резко изображаемого пространства, при сохранении неизменной длины оптической системы. В такого рода объективах компенсацию смещения плоскости изображения производят путём перемещения одного из компонентов оптической системы, что приводит к плавному изменению её фокусного расстояния a , следовательно, и увеличения, поэтому такие системы можно назвать «панкратическими». При выборе исходной схемы «панкратического» тепловизионного объектива необходимо исходить из минимизации

количества компонентов оптической системы. Наиболее предпочтительной, как в плане коррекции монохроматических аберраций, так и обеспечения необходимого светопропускания, является трёхкомпонентная схема, входной зрачок в которой совпадает с вершиной первой поверхности, а фокусировка на дистанцию осуществляется перемещением последнего близфокального компонента. Однако, решение проблемы атермализации и ахроматизации такой схемы возможно лишь с использованием дорогостоящих и подчас токсичных материалов. С другой стороны известно, что коррекция хроматизма оптической системы в отсутствие выбора материалов обеспечивается включением в её схему дифракционного оптического элемента (ДОЭ) [2]. Это позволяет при нахождении начальных конструктивных параметров рассчитываемого объектива, в схему которого предполагается введение ДОЭ, не учитывать величину остаточного спектра. ДОЭ также позволяет скорректировать сферическую аберрацию различных порядков малости и, как показано в [3], не вносит вклада в кривизну поля изображения, а при определённых условиях и в дисторсию. Исходя из выше сказанного, для нахождения значений оптических сил исходной схемы объектива необходимо решить систему уравнений обеспечивающих атермализацию оптической системы и устранение аберраций узких наклонных пучков для ряда положений предметной плоскости. При этом выполнение условия Петцваля приводит к коррекции кривизны поля изображения в широком диапазоне изменения полевых углов. Что касается такой аберрации широкого наклонного пучка как кома, то варьируя значение прогиба первой линзы, расположенной вблизи входного зрачка, и которую при больших значениях относительного отверстия можно рассматривать как тонкую, можно добиться устранения этого вида аберрации для максимального значения полевого угла у всего объектива в целом.

Результаты моделирования работы оптической схемы гибридного тепловизионного «панкратического» объектива длинноволнового ИК-диапазона в программе оптического проектирования Zemax показали, что при относительном отверстии $\approx 1/1,2$ и диаметре входного зрачка 70 мм, диапазон изменения положения предметной плоскости составляет 5 м – ∞ .

Список литературы

1. Тарасов В. В., Якушенков Ю. Г. Инфракрасные системы «смотрящего» типа. М.: Логос, 2004.
2. Greisukh G.I., Ezhov E.G., Levin I.A., Stepanov S.A. Design of achromatic and apochromatic plastic microobjectives // Applied Optics. 2010. V.49. №23. P.4379–4384.
3. Ган М.А. Аберрации третьего порядка и основные параметры осесимметричных голографических элементов // Оптика и спектроскопия. 1979. Т.47. Вып.4. С. 759-763.

Э.А. МАНЬКИН^{1,2}, Е.В. МЕЛЬНИЧЕНКО¹¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ И КОММУНИКАЦИИ НА ОСНОВЕ СВОЙСТВ ФОТОННОГО ЭХА

Анализируются возможности построения масштабируемого квантового компьютера на основе фотонного эха с применением современных протоколов повышения квантовой эффективности. Предлагается оптическая реализация квантовых логических элементов.

Фотонное эхо (ФЭ) и подобные ему нелинейно-оптические явления рассматриваются как перспективная физическая основа для развития протоколов квантовых коммуникаций и квантовых вычислений [1].

Для создания квантового компьютера необходимо иметь как минимум два сопряженных устройства с высокой квантовой эффективностью – квантовую память и квантовый регистр. Основной функцией квантовой памяти является хранение квантовых состояний, передаваемых электромагнитным полем. Квантовый регистр, состоящий из набора квантовых ключей предназначен для операций обработки информации.

Протоколы приложений ФЭ для квантовой памяти [2] призваны максимально задействовать преимущество параллельной обработки информации одновременно с увеличением квантовой эффективности. Сопряжение квантовой памяти и квантового регистра, производящего вычисления, наиболее перспективно с прикладной точки зрения решать в рамках твердотельных устройств. Одним из возможных решений проблемы декогерентизации является уменьшение времени воздействия на кубит так, чтобы оно было меньше времени фазовой памяти τ_0 . Однако смещение в фемтосекундный диапазон приводит к существенной потере интенсивности ФЭ.

Основываясь на технологии оптических вычислений [3], предлагается выполнять оптическую обработку информации с помощью современных протоколов использующих эффект ФЭ, в том числе гибридных. Для построения масштабируемого квантового регистра предлагается использовать векторно-матричный множитель с пиксельной структурой. В одном пикселе будет находиться один ион редкоземельного элемента, на уровне которого представляют собой кубит. Использование F-состояний в редкоземельных элементах позволяют применить различные протоколы ФЭ за счет большого числа энергетических уровней и

переходов между ними. Наиболее эффективной представляется организация оптических квантовых вычислений, основанных на измерении (MQC), к которым относится и однонаправленный квантовый компьютер [4]. Особенностью MQC является то, что приготовленный в перепутанном кластерном состоянии двумерная «сетка» путем одних только однокубитных измерений в определенном базисе осуществляет заданный алгоритм.

Для управления кубитом предлагается использовать редкоземельные ионы, где частота оптического поля находится в резонансе с ионными спектрами F-электронов. Необходимые унитарные преобразования кубита выполняются посредством оптических « π » и « $\pi/2$ » импульсов для простейших протоколов ФЭ. Преимущество ФЭ по сравнению с другими физическими реализациями заключается в большей точности воздействий. Использование « $\pi/2$ » импульса переводит всю систему оптических кубитов, находящуюся первоначально в основном состоянии в когерентные суперпозиционные состояния, либо в основном, либо в резонансно возбужденном состоянии. Затем над полученным кластером производятся однокубитные измерения.

Здесь необходимо отметить, что при использовании технологии фотонного эха, можно получить хорошую пространственную адресность при соответствующем распределении оптических кубитов в пластинке кристаллической матрицы ортосиликатов, и воздействию на них пространственными оптическими модуляторами. В случае фотонного эха можно выполнять эти операции не только последовательно, но и параллельно. Увеличить плотность информационного потока возможно используя разные частоты оптических резонансов. Оценка производительность для одного канала вычислений при длительности оптического импульса порядка τ_n от 10 фс до 10 мс дает примерно $1/\tau_n \sim 10^{14}$ бит/сек. Если предположить, что на квадратной пластинке размером 3,5 см можно получить примерно 10^7 каналов, то в многоканальном режиме максимальная производительность 10^{21} бит/сек.

Список литературы

1. Kaye P., Laflamme R., Mosca M. An Introduction to Quantum Computing. Oxford Univ. Press, 2007.
2. Moiseev S.A. // Phys. Rev. A. 2011. V.83. No.1. 012307(1-7).
3. Манькин Э.А., Мельниченко Е.В. // Известия РАН. Серия физическая. 2004. Т.68. №9. С.1256-1259.
4. Briegel H.J., Browne D.E., Duer W., et al. // Nature Physics, 2009, V.5, P.19.

А.Н. КОЛЯДИН, Г.К. АЛАГАШЕВ, А.Ю. ЛУКОВКИН¹,
А.Ф. КОСОЛАПОВ, А.Д. ПРЯМИКОВ, А.С. БИРЮКОВ

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

*¹Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный*

ВЛИЯНИЕ ИЗГИБА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КРИВИЗНОЙ ГРАНИЦЫ СЕРДЦЕВИНА-ОБОЛОЧКА

Приведены теоретические и экспериментальные данные по влиянию изгиба на характеристики полых микроструктурированных световодов с отрицательной кривизной поверхности оболочки. Выдвинуто предположение о возможности управления дисперсией световода путём его изгиба.

Полые микроструктурированные световоды являются новым типом оптических волоконных световодов, сердцевина в которых имеет меньший показатель преломления по сравнению с оболочкой, так что локализация света происходит не по принципу полного внутреннего отражения. Полые световоды открывают новые возможности в исследованиях взаимодействия излучения с газами и там где свойства материала, из которого изготовлен световод, становятся ограничивающим фактором. Это такие применения как передача и компрессия лазерных импульсов, передача излучения в ближнем и дальнем ИК диапазоне и т.д.

В полом микроструктурированном световоде при обычных условиях реальная и мнимая часть эффективного показателя преломления у основной моды и у мод более высоких порядков отличаются. Именно благодаря отличию реальной части уменьшается связь между модами, и возможно осуществить маломодовый режим распространения света. Однако при определённом изгибе световода реальные части основной моды и моды более высокого порядка могут совпасть [1]. При этом происходит фазовый синхронизм и более активный обмен энергией между этими модами. Т.к. потери у мод более высоких порядков, как правило, выше чем у основной, то при этом происходит резонансное увеличение потерь основной моды световода (рис. 1а).

Для ряда применений важно, чтобы световод обладал заданным положением нуля дисперсии или определённым значением дисперсии в конкретном оптическом диапазоне. В стеклянных световодах это достигается за счет создания специального профиля показателя

преломления. Однако, возможности такого метода ограничены и не позволяют корректировать значение дисперсии в уже изготовленном световоде. В плане возможности управления дисперсией полые световоды качественно отличаются от полностью стеклянных. Во-первых, в каждой полосе пропускания полого световода дисперсия проходит через нулевое значение, а положением полос пропускания легко управлять изменением геометрических параметров микроструктурированной оболочки. Во-вторых, в готовом световоде возможно менять наклон дисперсии за счёт изменения давления газа, заполняющего сердцевину. В-третьих, как показывают расчеты, возможно изменять наклон кривой дисперсии путём изгиба световода.

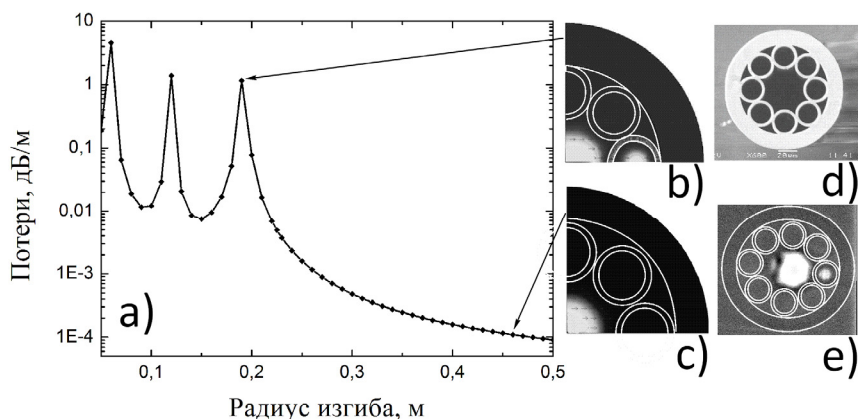


Рис. 1. Расчётные потери основной моды в зависимости от радиуса изгиба световода (а); расчетное распределение поля основной моды при разных радиусах изгиба (b) и (c); фотография торца световода (d); экспериментальное наблюдение резонансной связи поля моды сердцевины и капилляра при изгибе (e), на рисунках (b), (c) и (e) дополнительно указаны контуры световода

Всё это делает изучение изгибных свойств полых световодов важной научной задачей для решения вопросов передачи и компрессии высокомоощных лазерных импульсов.

Список литературы

1. Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., Plotnichenko V.G., Semjonov S.L., Dianov E.M. // Optics Express. 2011. V.19. P.1441-1448.

А.В. ДОСТОВАЛОВ¹, А.А. ВОЛЬФ¹, М.В. ДУБОВ²,
В.К. МЕЗЕНЦЕВ², С.А. БАБИН^{1,3}

¹*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

²*Aston University, Birmingham, UK*

³*Новосибирский государственный университет*

ПОТОЧЕЧНАЯ ЗАПИСЬ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 515 нм И ЕЁ ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ

В работе представлены результаты по созданию ВБР в стандартном телекоммуникационном волокне SMF-28e+ фемтосекундным излучением второй гармоники иттербиевого лазера ($\lambda = 515$ нм). Прямое измерение модуляции показателя преломления, индуцированной в сердцевине волоконного световода, осуществлялось методом количественной фазовой микроскопии.

Волоконные брэгговские решетки (ВБР) нашли широкое применение в сенсорных системах [1]. Традиционным методом создания ВБР является технология УФ записи, при которой периодическая модуляция показателя преломления возникает за счет интерференционных полос УФ излучения. При этом механизм изменения показателя преломления требует использования фоточувствительных материалов, например, стандартное телекоммуникационное волокно, подвергнутое насыщению водородом. Альтернативным бурно развивающимся методом создания ВБР является фемтосекундная ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) запись [2], при которой за счет нелинейного поглощения, модуляция показателя преломления наводится в нефоточувствительных материалах, например в стандартных телекоммуникационных волокнах, без предварительного повышения фоточувствительности. Кроме того, использование поточечного метода фемтосекундной записи позволяет создавать ВБР с аподизированным профилем, чирпованные решетки и решетки с фазовыми сдвигами в структуре. Исследования при этом велись в основном с использованием основной гармоники титан-сапфирового фемтосекундного лазера ($\lambda = 800$ нм), а также УФ излучения. В качестве альтернативного источника излучения может выступать иттербиевый лазер ($\lambda = 1030$ нм).

Спектр отражения ВБР, записанной в стандартном телекоммуникационном волокне SMF-28e+ на второй гармонике иттербиевого лазера ($\lambda = 515$ нм), приведен на рис. 1а. Запись осуществлялась импульсами с длительностью $\tau = 270$ фс и энергией $E_p = 90$ нДж, длина решетки составляла $L_{\text{FBG}} = 10$ мм, период решетки

$\Lambda_{\text{FBG}} = 1$ мкм. На рис. 1б представлено изображение фрагмента записанной ВБР, полученное методом дифференциальной интерференционно-контрастной микроскопии.

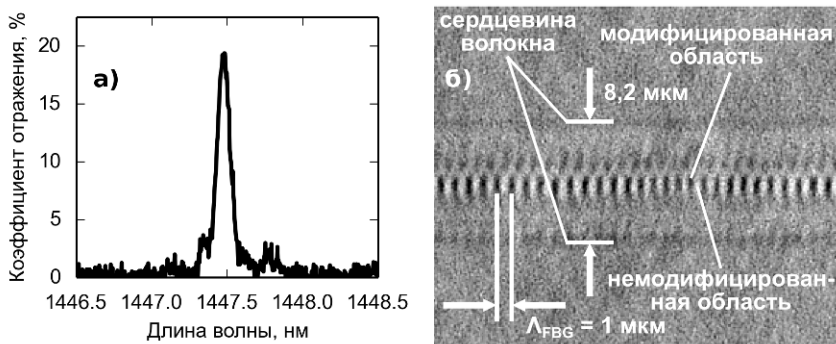


Рис. 1. Спектр отражения ВБР, записанной фемтосекундным излучением в нефоточувствительном волокне SMF-28e+ (а), фрагмент записанной ВБР (б)

Для оптимизации процесса записи и достижения требуемых спектральных характеристик при создании ВБР необходимо знать пространственное распределение и величину модуляции показателя преломления (ПП) в области модификации волоконного световода. Одним из методов прямого измерения модуляции ПП является метод количественной фазовой микроскопии, основанный на численном решении уравнения переноса интенсивности и широко применяемый при профилировании волоконных световодов [4]. Для записанной решетки амплитуда разности значений ПП между модифицированной и немодифицированной областями составила $\Delta n = -4,5 \times 10^{-4}$, а ширина модуляции в радиальном сечении на половине этого уровня 1,6 мкм. Показано, что для полученной ВБР характер изменения ПП связан с вытеснением расплавленного материала из фокального объема в окружающий материал.

Список литературы

1. Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation / eds. A. Cusano, A. Cutolo, J. Albert. Bentham Science Publishers, 2012.
2. Thomas J., Voigtländer C., Becker R.G., et. al. Femtosecond pulse written fiber gratings: a new avenue to integrated fiber technology // Laser Photon. Rev. 2012. V.6. No.6. P.709–723.
3. Roberts A., Ampem-Lassen E., Barty A., et. al. Refractive-index profiling of optical fibers with axial symmetry by use of quantitative phase microscopy // Opt. Lett. 2002. V.27. No.23. P.2061.

П.В. КОРОЛЕНКО, П.А. ЛОГАЧЕВ,
А.Ю. МИШИН, Ю.В. РЫЖИКОВА

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ СРЕДСТВ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ АПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ФРАКТАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Разработаны методы оптической диагностики аперидических систем, в основу которой положено изучение скейлинговых свойств зондирующего излучения. В качестве исследуемых объектов рассматриваются аперидические решетки с квазикристаллической и стохастической структурой, а также многослойные системы. На основе численных экспериментов показана перспективность использования элементов паттерного анализа.

Элементы и устройства с аперидической структурой, обладающие фрактальными свойствами, широко используются в различных оптических устройствах, создаваемых, в частности, с использованием современных нанотехнологий [1]. Их совершенствование тесным образом связано с необходимостью разработки методов оптической диагностики, позволяющих определять структурные особенности и оценивать качество рассматриваемой системы. В роли исследуемых объектов выступают диэлектрические многослойные системы и 1D–3D решетки со стохастической и квазикристаллической структурой. При моделировании их структуры использовались свойства функции Вейерштрасса [2], и числовых последовательностей Кантора, Морса-Туэ, двойного периода и Фибоначчи [3]. Указанные последовательности P_i могут быть представлены в виде чередующихся в определенном порядке нулей и единиц $\{0, 1\}$. В случае многослойных систем единичные и нулевые элементы соответствуют слоям с разными показателями преломления. Применительно к решеткам единичные элементы характеризуют положения рассеивающих центров, а нулевые – свободных вакансий. 2D и 3D решетки формировались на основе использования структурных матриц Q_{mn} и C_{mn} . Структурные матрицы Q_{mn} имеют вид $Q_{mn} = P_m P_n$ и $Q_{mnk} = P_m P_n P_k$, $m, n, k = \overline{1, J}$, где $J \in Z^+$ характеризует геометрический размер решеток. Матрицы C_{mn} , первые строка и столбец которых совпадают с фрагментом числовой последовательности P_i , формировались на основе правил замещения элементов их первой строки

$1 \rightarrow 0, 0 \rightarrow 1$ (если $C_{11} \neq C_{m1}$) и $0 \rightarrow 0, 1 \rightarrow 1$ (если $C_{11} = C_{m1}$), где $m = \overline{1, J}$. С помощью матриц C_{mn} описываются решетки с более высокой плотностью рассеивающих центров. Несмотря на определенное структурное различие решеток, сформированных при помощи матриц C_{mn} и Q_{mn} , их фурье-образы имеют одинаковую форму.

На основе многопараметрического фрактального анализа выполнена оценка степени влияния присутствующих в исследуемых структурах фрактальных признаков на скейлинговые свойства зондирующего когерентного излучения. Получены сведения о «массовой» фрактальной размерности, ширине области и величинах коэффициентов скейлинга в структуре световых полей [3]. Рассмотрены принципиально новые подходы к оптической диагностике такого рода структур с привлечением элементов паттерного анализа, который позволяет проводить идентификацию и оценку качества квазикристаллических структур с различной симметрией самоподобия [4]. Приведена оценка устойчивости скейлинговых оптических характеристик по отношению к изменению условий освещения и способам построения рассматриваемых решеток, а также, к вносимым случайным образом, дефектам в их структуру. Рассмотрена возможность перенесения результатов анализа многослойных систем на исследование свойств аперiodических фотонно-кристаллических волокон, использование которых представляется во многих отношениях весьма перспективным.

Полученные результаты содержат важную информацию о свойствах объектов различной природы, обладающих внутренней симметрией самоподобия. Разработанные методы дают возможность по многим показателям улучшить средства диагностики сложных структур, включая разнообразные фотонные кристаллы.

Список литературы

1. Negro L.D., Boriskina S.V. Deterministic aperiodic nanostructures for photonics and plasmonics applications // *Laser Photonics Rev.* 2011. P.1-41.
2. Вохник О.М., Зотов А.М., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. Моделирование и обработка стохастических сигналов и структур. Учебное пособие. М.:МГУ. 2013.
3. Короленко П.В., Мишин А.Ю., Рыжикова Ю.В. Скейлинг в характеристиках аперiodических многослойных структур // *Оптический журнал.* 2012. Т.79(12). С.11-16.
4. Короленко П.В., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Устойчивость паттерных образований в картинах дифракции света на структурах с симметрией самоподобия. // в сборнике трудов XIV Всероссийской школы- семинара «Физика и применение микроволн». 2013. С.38-40.

М.М. ВЕКШИН, В.А. НИКИТИН, Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В СТЕКЛЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.55 мкм

Разработаны, изготовлены и исследованы волноводные структуры в стекле в качестве основы для построения различных интегрально-оптических схем с рабочей длиной волны 1.55 мкм. Ионный обмен $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ и электростимулированная миграция ионов Ag^+ в стекле использованы в качестве базовой технологии.

Интегральная оптика в стекле является перспективной базой для создания пассивных элементов оптической обработки информации [1]. Целью работы является разработка, изготовление и исследование базовых волноводных элементов передачи и распределения оптического излучения для применения в различных устройствах фотоники с рабочей длиной волны 1.55 мкм. Использовались термический ионный обмен $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ в стекле К-8 для формирования волноводных каналов и электростимулированная миграция ионов Ag^+ для их заглабления под поверхность стекла и увеличения поля моды каналов до размеров, примерно равных эффективному диаметру моды одномодового волокна с целью эффективной стыковки волокна с волноводами.

Разработка интегрально-оптических схем проводилась в 2 этапа. На первом этапе определялось формирующее волновод пространственное распределение концентрации ионов Ag^+ в стекле путем решения различных видов двумерного нелинейного уравнения диффузии, которое описывает термический ионный обмен $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ и стимулированную миграцию ионов серебра. На втором этапе были выбраны оптимальные геометрические конфигурации волноводных схем с заданными оптическими характеристиками путем применения метода распространяющегося пучка.

Для создания волноводов с симметричным профилем показателя преломления необходимо было уменьшить боковую диффузию ионов серебра, и для этого использовалась фотомаска с малой шириной щелей – 2 мкм. Для уменьшения уровня потерь в волноводах использовался разбавленный расплав $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$ в молярном соотношении 1:200 для уменьшения вероятности образования коллоидных частиц на поверхности

стекла и под краями маски. Для подбора одномодового режима температура процесса ионного обмена и его время варьировались: температура в диапазоне 350-390 С°, время в диапазоне 35-100 минут. С той же целью подбиралось время электростимулированного заглужения.

Были изготовлены одномодовые прямолинейные и S-изогнутые канальные волноводы, Y-разветвители, направленные ответвители с различным коэффициентом связи, интерферометры Маха-Цендера. Измерение параметров поля моды изготовленных волноводов на длине волны 1.55 мкм проводилось на специализированном стенде с применением ПЗС-камеры Spiricon SP503U-1550.

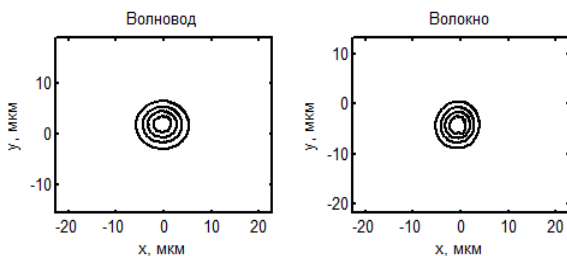


Рис. 1. Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходном торце заглуженного Ag^+ -волновода в стекле и распределение излучения на торце волоконного световода SMF-28

На рис. 1 представлены контуры интенсивности поля на выходном торце заглуженного Ag^+ -волновода. Измеренный размер поля волноводной моды канального волновода составил 11.4×10.4 мкм. Для сопоставления на том же рисунке показано измеренное поле моды волоконного световода типа SMF-28 с эффективным диаметром 10.3 мкм. Как видно, размеры мод волновода и волокна близки друг к другу. Потери излучения в прямолинейных каналах, измеренные методом половинного деления образца с волноводами, составили 0.8-1.5 дБ/см.

Таким образом, были изготовлены одномодовые волноводные структуры с рабочей длиной волны 1.55 мкм. Параметры изготовленных волноводных структур хорошо согласуются с результатами их теоретического моделирования.

Список литературы

1. Tervonen A., West B.R., Honkanen S. Ion-exchanged glass waveguide technology: a review // Optical Engineering. 2011. V.50. P.071107.

М.И. МАКСИМОВ, С.В. ПАВЛОВ, Т.К. ЧЕХЛОВА
Российский университет дружбы народов, Москва

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КАНАЛЬНЫХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ВОЛНОВОДОВ

Получены температурные зависимости эффективного показателя преломления (ЭПП) низших мод планарных и канальных золь-гель волноводов. Выявлены особенности зависимости ЭПП от температуры вблизи критического режима. Проведена оценка изменения температурных характеристик интерференционных устройств.

Золь-гель материалы обладают хорошей перспективой для элементной базы фотоники, которые имеют ряд важных особенностей – получение пленок с изменением показателя преломления в широком диапазоне; возможность легирования различными веществами и создавать активные, электрооптические элементы интегральной оптики (ИО).

Так как влияние температурной нестабильности может сильно осложнить работу волноводных устройств, поэтому необходимо исследовать влияние температуры на характеристики канальных волноводов, которые являются основой многих устройств фотоники. Так демультимплексор на основе гребневых SiO_2 волноводов имеет температурный сдвиг центральной длины волны $\sim 0,01$ нм/°С.

В отличие от оптических волноводов на основе SiO_2 , золь-гель материалы обладают значительно большим термооптическим коэффициентом (ТОК). В результате влияние температуры оказывается более существенным, что необходимо учитывать при создании конкретных устройств на их основе.

В настоящей работе были исследованы температурные особенности оптических волноводов, изготовленных по золь-гель технологии на основе SiO_2 - TiO_2 пленок. Построены температурные зависимости ЭПП низших мод в диапазоне 20 – 100°С, на которые оказывают вклад два фактора – отрицательный ТОК и термическое расширение материала пленки.

Расчет зависимости ЭПП от температуры проводился для планарных золь-гель волноводов, которые имеют убывающий характер, т. е. имеют отрицательный температурный коэффициент эффективного показателя преломления (ТК ЭПП), что говорит о большем влиянии фактора, связанного с отрицательным ТОК. Вблизи критического режима для TM_1

моды наблюдалась особенность – на высоких температурах заданного температурного диапазона ТК ЭПП становится положительным, что объясняется равным вкладом обоих факторов – ТОК и термического расширения (рис. 1).

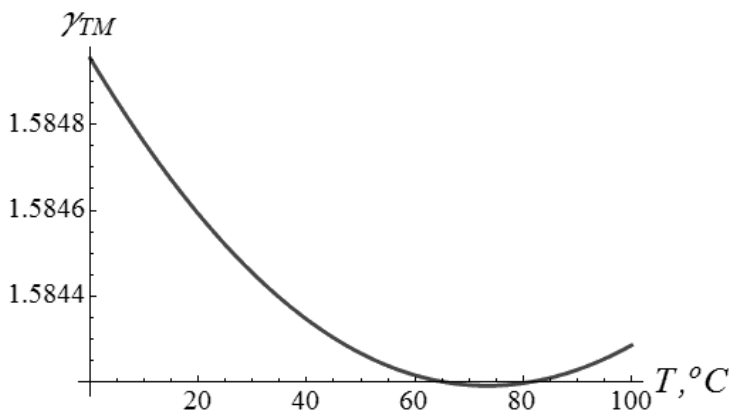


Рис. 1. Зависимость $n(T)$ вблизи критического режима для TM_1 -моды

Канальные (полосковые) волноводы являются важным устройством систем ИО (матрица канальных волноводов в мультиплексоре, Y-разветвители, интерферометр Маха-Цандера и т. д.), поэтому проводился расчет температурных зависимостей ЭПП мод канальных оптических волноводов на основе золь-гель пленок гребневого и погруженного типа с помощью метода эффективного показателя преломления. В общем случае, эти зависимости также обладают отрицательным ТК ЭПП, а вблизи критического режима на высоких температурах ТК ЭПП становится положительным как для TM_1 , так и для TE_1 мод, что говорит о более сильной конкуренции факторов влияющих на ТК ЭПП.

Список литературы

1. Николаев Н.Э., Павлов С.В., Трофимов Н.С., Чехлова Т.К. Исследование температурного коэффициента эффективного показателя преломления TE_1 - и TM_1 -мод в оптических золь-гель волноводах // Радиотехника и электроника. 2012. Т.57, №1. С.1–7.
2. Nikolaev N.E., Pavlov S.V., Trofimov N.S., Chekhlova T.K. Features of temperature dependence of effective refractive index of TE_1 and TM_1 modes in optical sol-gel waveguides over a wide temperature range // Bulletin of Peoples' Friendship University of Russia. 2012. №1. С.110–116.

Н.В. МАСАЛЬСКИЙ

*Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва***ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
КНИ РЕШЕТЧАТОГО ЭЛЕМЕНТА СВЯЗИ**

При помощи численного моделирования анализируется зависимость эффективности оптической связи волноводного решетчатого элемента, выполненного по технологии «кремний на изоляторе» (КНИ), от толщины кремниевой пленки и погруженного окисла. приводится экспериментальная апробация результатов моделирования.

Главным недостатком КНИ решетчатого элемента связи для ввода/вывода оптического излучения является необходимость применения волноводных структур с высоким контрастом показателей преломления (показатель преломления кремния 3.478, оксида кремния 1.447), что делает невозможным одновременное выполнение взаимоисключающих требований к его оптимальным геометрическим размерам. Для снижения уровня паразитных сигналов волновод должен быть одномодовым. Следовательно, он должен иметь субмикронные размеры. В ортогональном направлении (по глубине) это условие выполняется за счет оптимальной толщины кремниевой пленки. Следует отметить, что эффективность связи ограничена, потому что часть оптического пучка переизлучается в подложку.

Исходя из максимального уровня эффективности связи, численно исследовалась зависимость данного параметра от толщин кремниевой пленки t_{Si} и погруженного окисла t_b для идеальной решетки с равномерными штрихами для длины волны 1550 нм. Расчеты проводились при помощи методов распространяющихся пучков и конечных разностей во временной области с использованием программных пакетов BeamPROP и FullWAVE. Для ускорения расчетов мы использовали подход, основанный на методе эффективного показателя преломления, при котором трехмерный волновод замещается его двумерным планарным аналогом [1].

Рис. 1 иллюстрирует зависимость эффективности связи от параметров t_{Si} и t_b для выбранного элемента связи. Из результатов моделирования прослеживается некая периодичность по параметру t_{Si} . Для волноводной структуры с $t_{Si}=210$ нм, численно исследовалась эффективность связи только от значения t_b . Результаты моделирования приведены на рис. 2.

Характерная периодичность прослеживается и для вариации толщины погруженного окисла, что подтверждается экспериментально (см. рис. 2).

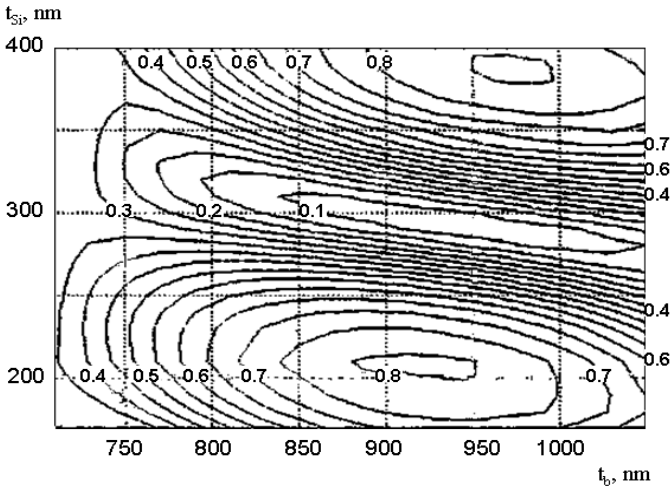


Рис. 1. Зависимость эффективности связи от толщин t_{si} и t_b и при толщине покровного слоя - 1 мкм

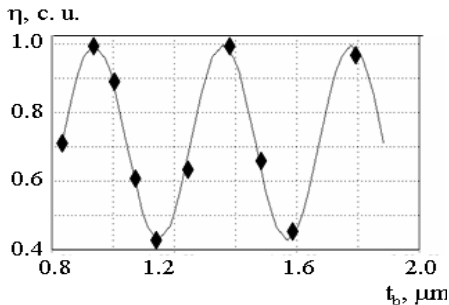


Рис. 2. Зависимость нормированной эффективности связи от толщины t_b , ромбиком отмечены экспериментальные данные

Пренебрежение полученными соотношениями может привести к резкому снижению эффективности связи.

Список литературы

1. Масальский Н.В. Высокоэффективный решетчатый элемент связи для волноводов «кремний на изоляторе» // II Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. С.56-57.

И.А. ЗУЕВ

*Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций
им. проф. М.А.Бонч-Бруевича*

УСТРАНЕНИЕ ФАНТОМОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОРОТКИХ ЛИНИЙ С ПОМОЩЬЮ РЕФЛЕКТОМЕТРА

При измерении параметров коротких волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) с помощью оптического рефлектометра (ОР) возникают ложные всплески сигнала (ЛС). На рефлектограмме ЛС располагаются на расстоянии кратном длине линии. Если диапазон измерения выбран меньше, чем расстояние до первого ЛС, то ЛС возникает «внутри» линии, что приводит к обнаружению ложного события – фантома. Рассматривается способ, при котором снижается влияние фантомов на результаты измерений.

Оптический рефлектометр (ОР) регистрирует рефлектограмму – зависимость сигнала обратного рассеяния (СОР) от времени (расстояния) вызванного действием периодической последовательности зондирующих импульсов. Период следования зондирующих импульсов T_0 должен превышать удвоенное время T_l распространения зондирующего импульса до конца исследуемой линии длиной l_1

$$T_0 > T_l = \frac{2 \cdot l_1}{V}, \quad (1)$$

где V – скорость распространения импульсов в ВОЛС.

В противном случае возникают существенные искажения рефлектограммы, что не допустимо. Выполнение условия (1) в некоторых случаях оказывается недостаточным для неискаженного воспроизведения рефлектограмм, на которых возникают ложные отражения – фантомы [1] (рис. 1).

В работе рассмотрена модель сигнала обратного рассеяния (СОР), учитывающая многократные переотражения при различных периодах измерения. Дается оценка мощности фантомов и их положения на рефлектограмме в зависимости от мощности зондирующего импульса, коэффициентов отражения и длины линии.

Предложен способ аппаратного подавления фантомов: при каждом отдельном измерении (зондировании) изменять условия генерации зондирующих импульсов, что не повлияет на положение отраженных от реальных неоднородностей импульсов, но приведет к смещению фантомов. В любом реальном рефлектометре используется процедура накопления СОР после каждого зондирования. При этом регистрируемый

СОР возрастает в N раз, где N – число накоплений (зондирований), а отношение сигнала к шуму возрастает в \sqrt{N} раз. Показано, что если при каждом зондировании фантом будет занимать новое положение на рефлектограмме, то при достаточно большом количестве накоплений импульс – фантом исчезнет (рис. 2).

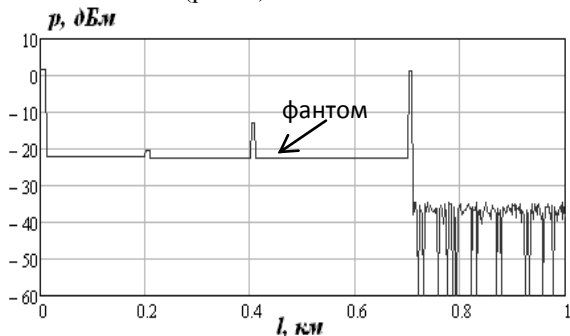


Рис. 1. Рефлектограмма с фантомом

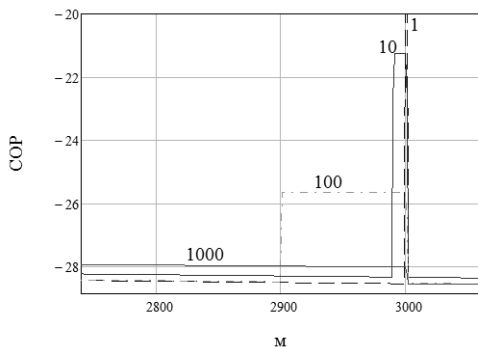


Рис. 2. Изменение амплитуды «призрака» при различном числе накопления

Была дана оценка необходимого числа накоплений N для заданной величины подавления фантомов. Также дана оценка погрешности измерений суммарных возвратных потерь с применением метода и без применения метода.

Список литературы

1. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. М.: ЛЕСАРпт, 2005.

Г.Ю. СОТНИКОВА, С.Е. АЛЕКСАНДРОВ,
Г.А. ГАВРИЛОВ, А.А. КАПРАЛОВ

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

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ОПТОВОЛОКОННЫЕ СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ АЗВ5 ФОТОДИОДОВ ДЛЯ ИК-ФОТОМЕТРИИ

В работе рассмотрены быстродействующие фотометрические сенсоры на основе АЗВ5 фотодиодов среднего ИК-диапазона и приведено их аналитическое описание, адекватное для пирометрических измерений. Теоретически обосновано и экспериментально доказано, что на основе АЗВ5 фотодиодов можно реализовать оптоволоконные пирометрические сенсоры, которые по быстродействию (время отклика до 30 мкс), чувствительности, точности (не хуже 1% от измеряемой величины) и порогу детектирования (от 200°С) превосходят известные аналоги.

Одним из перспективных направлений улучшения метрологических характеристик ИК-фотометрии (пирометрии) является использование оптоволокна (ОВ). ОВ пирометры обеспечивают бесконтактное измерение температуры удаленных объектов на очень малых участках, сравнимых с диаметром волокна, измерения в труднодоступных местах и в отсутствие прямой видимости объекта, в условиях агрессивных сред, повышенной температуры и электромагнитного фона. Тепловое излучение объекта собирается объективом (или непосредственно с торца ОВ) и передается по ОВ, длина которого может достигать десятков метров, на удаленный детектор, который в совокупности со схемами усиления и обработки сигнала образует фотосенсор, сигнал которого используется для расчета температуры объекта. Такая оптическая схема, с одной стороны, позволяет значительно снизить методические составляющие погрешности измерений, связанные с влиянием паразитного излучения соседних объектов и неконтролируемых колебаний пропускания (задымленность, загазованность) промежуточной среды между объектом и детектором, но, с другой стороны, ужесточает требования к фотосенсору.

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе в течение ряда лет ведутся работы по разработке, совершенствованию технологии и промышленному выпуску фотодиодов (ФД), чувствительных в диапазоне $\lambda=2-5 \mu\text{m}$ на основе АЗВ5 полупроводниковых гетероструктур, работающих без принудительного охлаждения [1-2]. По совокупности параметров АЗВ5 фотодиоды превосходят все известные фотоприемники среднего ИК-диапазона.

Рекордные параметры по быстродействию (десятки нс) и детектирующей способности ($D^* \approx 10^9$ - 10^{11} см²·√Гц/Вт), а также возможность обеспечения высокой спектральной селективности ($\lambda_{\max}/\Delta\lambda \approx 0.1$) при использовании в геометрии ФД BSI (back-side illumination) технологии открывают новые возможности по повышению точности и расширению области применения ИК-фотометрии [3-4].

В таблице приведены характеристики 2-х различных типов ФД на основе твердых растворов InGaAsSb, которые по своим спектральным характеристикам могут быть использованы в пирометрических сенсорах с кварцевым ОВ, имеющим область прозрачности ≤ 2.5 мкм.

Тип ФД	Диаметр активной/фоточувствительной площади, мм	Спектральный диапазон ($S_1 \geq 90\%$), λ_{\max} мкм	Токвая чувствительность, S_1 (λ_{\max}), А/Вт	Динамическое сопротивление R_0 , КОм	Детектирующая способность, D^* см ² ·√Гц/Вт
PD21Sr ^[1]	0.3/3.2 (BSI, Si-линза)	2.1±0.1	≥0.6	≥20	≥1.6·10 ¹¹
PD24-28 ^[2]	2.8/2.8 (FSI)	1.3-2.2	1	0.8	(5-9)·10 ¹⁰

Компьютерное моделирование и экспериментальные исследования характеристик ВО пирометрических сенсоров на основе указанных выше ФД показали, что на них могут быть реализованы ВО пирометры с быстродействием до 30 мкс при точности показаний не хуже 1 % от измеряемой величины для объектов с линейными размерами до 0.4 мм в диапазоне температур от 200°С, что является рекордными параметрами для современной радиационной пирометрии. Выбор типа ФД определяется только оптической схемой пирометра и спецификой решаемой задачи. Так, для задач измерений температуры объекта в условиях сильных засветок в области ближнего ИК (например, мощных п/п лазеров) преимуществом будут обладать ФД типа PD21Sr, выполненные в геометрии BSI с иммерсионной линзой, где GaSb подложка и Si-линза играют роль дополнительного спектрального фильтра с поглощением излучения на длинах волн $\lambda \leq 1.2$ мкм не менее 80-100 дБ.

Список литературы

1. Электронный ресурс - <http://www.ioffeled.com>.
2. Электронный ресурс - <http://www.ibsg-st-petersburg.com>.
3. Aleksandrov S.E., Gavrilov G.A., Sotnikova G.Yu. // Proc. SPIE. 2011. V.8073. 80731A.
4. Сотникова Г.Ю., Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Капралов А.А. // в сб. Труды 10 международной конференции «Прикладная оптика-2012». 2012. Т.2. С.8-12.

К.А. БОРОДАКО¹, Д.В. ШЕЙФЕР^{1,2}, А.В. ШЕЛЯКОВ¹,
Н.Н. СИТНИКОВ^{1,3}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²University of Hamburg, Germany

³ГНЦ «Исследовательский центр им. М.В. Келдыша», Москва

РАЗРАБОТКА ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА С ОБРАТИМОЙ ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ТЕРМОДАТЧИКА

Исследовано воздействие периодического разряда в потоке жидкости на поверхностные свойства быстрозакаленных лент на основе сплава TiNiCu с целью формирования обратимого эффекта памяти формы (ЭПФ). Предложен способ получения обратимого ЭПФ в сплаве, получены экспериментальные образцы сплава с обратимым угловым перемещением до 45 градусов после воздействия периодическим разрядом в потоке жидкости, на основе которых изготовлен термочувствительный элемент волоконно-оптического термодатчика.

В последнее время показана эффективность использования сплавов, обладающих эффектом памяти формы (ЭПФ), в оптических устройствах для управления излучением [1], в частности, в волоконно-оптическом термодатчике [2]. Требования миниатюризации, повышения экономичности и быстродействия таких устройств приводят к необходимости разработки и исследования тонкомерных материалов с ЭПФ (тонких лент, пленок). Следует отметить, что при практическом использовании сплавов с ЭПФ в большинстве случаев требуется реализовать обратимое изменение формы в цикле нагрев-охлаждение. Для формирования обратимого ЭПФ, как правило, требуется специальная термомеханическая тренировка образцов, что существенно затрудняет процесс создания микроустройств. Поэтому актуальна разработка новых композитных материалов, которые способны проявлять обратимый ЭПФ без дополнительной термомеханической обработки. Такие материалы могут быть получены, в частности, за счет модификации поверхностного слоя быстрозакаленной ленты из сплава TiNiCu с ЭПФ за счет внешнего воздействия [3]. Целью данной работы было формирование обратимого ЭПФ в быстрозакаленном сплаве TiNiCu при помощи воздействия периодического разряда в потоке жидкости (ПРПЖ) для создания термочувствительного элемента волоконно-оптического термодатчика.

Процесс обработки материала с помощью ПРПЖ заключается в том, что при подаче напряжения на зазор между образцом и проводящим

полым наконечником, из которого в зазор подается жидкость, возникает точечный разряд по поверхности струи. При этом поток жидкости обрывается за счет воздействия ударных волн, возникающих при разряде, т.е. коммутация тока осуществляется автоматически.

В качестве объекта исследования была выбрана лента из сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, полученная методом быстрой закалки из расплава в виде ленты толщиной 33 мкм и шириной 2 мм. Стандартная изотермическая термообработка ленты при температуре 500 °С в течение 5 минут приводила к формированию микрокристаллической структуры сплава и проявлению ярко выраженного ЭПФ.

Кристаллизованные образцы с памятью формы на изогнутое состояние распрямлялись и закреплялись на узкой стальной пластинке. При этом с помощью ПРПЖ обрабатывалась область изгиба. В зазоре (3...15 мм) между образцом и наконечником возникает периодический разряд с частотой повторения 50...300 Гц. Напряжение в зазоре варьировалось в диапазоне 3...7 кВ. Дуговой разряд длительностью несколько десятков наносекунд точно воздействовал на обрабатываемую поверхность.

Методами оптической и электронной микроскопии установлено, что обработка ПРПЖ кристаллических лент приводит к изменению структуры в поверхностном слое, при этом модифицированный слой имеет неоднородную толщину. Проведенные измерения микротвердости ленты показали, что обработка ПРПЖ вызывает упрочнение материала. Рентгеноструктурный фазовый анализ образцов выявил, что в результате воздействия ПРПЖ снижается доля кристаллической фазы в поверхностном слое, вероятно, за счет частичной аморфизации.

Установлено, что обработанные методом ПРПЖ ленты из сплава $TiNiCu$ проявляют обратимый ЭПФ. Полученные композитные образцы могут совершать обратимые перемещения в пределах 45 градусов.

На основе проведенных исследований были изготовлены миниатюрные образцы с обратимым ЭПФ и продемонстрировано их использование в качестве термочувствительного элемента волоконно-оптического термодатчика с температурой срабатывания 64°С.

Список литературы

1. Ситников Н.Н., Шеляков А.В. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2011: Науч.-техн. конф. Фотоника и информационная оптика. Сб. науч. трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011, С.90-91.
2. Ситников Н.Н., Шеляков А.В. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010: Фотоника и информационная оптика. Сб. науч. трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2010, С.38-39.
3. Бородако К.А., Шейфер Д.В., Ситников Н.Н., Шеляков А.В., Корнеев А.А. // II Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: Сб. науч. трудов. М.: НИЯУ МИФИ. 2013. С.213-214.

С.А. АЛИЕВ, Н.С. ТРОФИМОВ, Т.К. ЧЕХЛОВА
Российский университет дружбы народов, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЛЕНОК, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПО ГЕЛЬ-ТЕХНОЛОГИИ

Разработана методика получения пленок TiO_2 в форме анатаза, массовая доля которого близка к 100%. Исследованы оптические, температурные и структурные свойства полученных пленок. Установлено, что они обладают отрицательным термооптическим коэффициентом. Исследована возможность допирования и легирования пленок. Выявлено, что пленки на основе TiO_2 толщиной ~ 150 нм могут обладать анизотропией.

В настоящее время пристальное внимание исследователей, как физиков, так и химиков, обращено на нанокристаллический диоксид титана, в том числе легированный различными элементами, что позволяет создавать активные элементы интегральной оптики (ИО) на его основе.

Диоксид титана широко используется в области фотокатализа, в частности, при фотолизе воды, как экономически выгодного способа получения водорода, для очистки воздуха от органических загрязнителей и создания высокоэффективных солнечных батарей. Уже сейчас появились разработки, в которых сетку наночастиц заменили монокристаллами диоксида титана с порами диаметром порядка 10 нм. Такие солнечные батареи имеют рекордный коэффициент преобразования световой энергии в электрическую (7,4%). Настоящая работа была посвящена следующим вопросам:

- созданию и исследованию свойств тонких пленок TiO_2 , изготовленных по гель-технологии, в зависимости от параметров технологического режима,
- изучению возможности легирования и допирования TiO_2 некоторыми металлами.

Для исследования полученных пленок наряду с такими традиционными методами, как рентгено-структурный анализ, электронная микроскопия, профилометрия, спектрофотометрия и др. использовался метод ИО, заключающийся в распространении излучения в оптических волноводах. К преимуществам данного метода стоит отнести простоту проведения измерений, точность получаемых результатов, кроме того для исследования пленок не требуется дорогостоящее оборудование. В работе были получены однородные и прозрачные в оптическом диапазоне пленки диоксида титана с помощью гель-метода. Изготовленные пленки обладали

отрицательным термооптическим коэффициентом, значение которого определялось параметрами технологического режима, включая изменение соотношения компонент раствора.

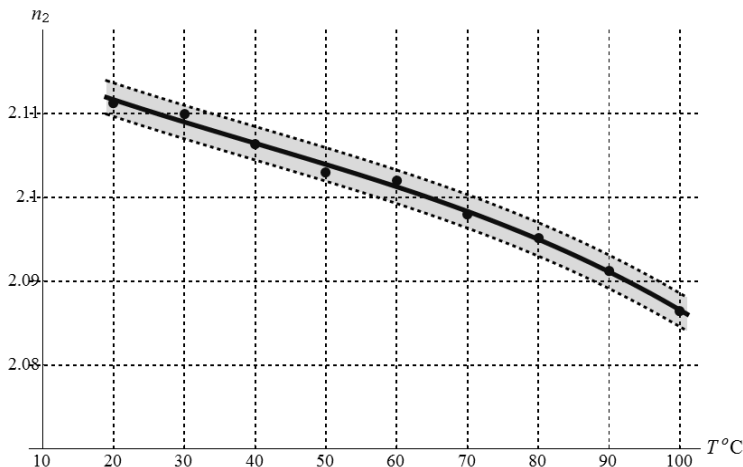


Рис. 1. Зависимость показателя преломления от температуры образца гель волновода

Изменение толщины пленки имело менее выраженный характер, чем в случае золь-гель-метода получения пленок, что обуславливается меньшим количеством воды, содержащейся в порах пленки. Выявлено, что пленки на основе TiO_2 могут обладать анизотропией, что может быть использовано в нелинейных устройствах ИО. Показано, что полученные пленки имели пористую структуру, что допускает легирование их веществами, позволяющими создавать такие активные элементы ИО, как лазеры, усилители и др.

Список литературы

1. Николаев Н.Э., Павлов С.В., Трофимов Н.С., Чехлова Т.К. Исследование температурного коэффициента эффективного показателя преломления TE1- и TM1-мод в оптических золь-гель волноводах // Радиотехника и электроника. 2012. Т.57, № 1. С.1–7.
2. Павлов С.В., Трофимов Н.С., Чехлова Т.К. Исследование температурного коэффициента золь-гель волнопроводов // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия Физика. 2011. №1. С.144–155.

А.В. ГОРДИЕНКО, О.Б. МАВРИЦКИЙ, А.Н. ЕГОРОВ,
А.А. ПЕЧЕНКИН, Д.В. САВЧЕНКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

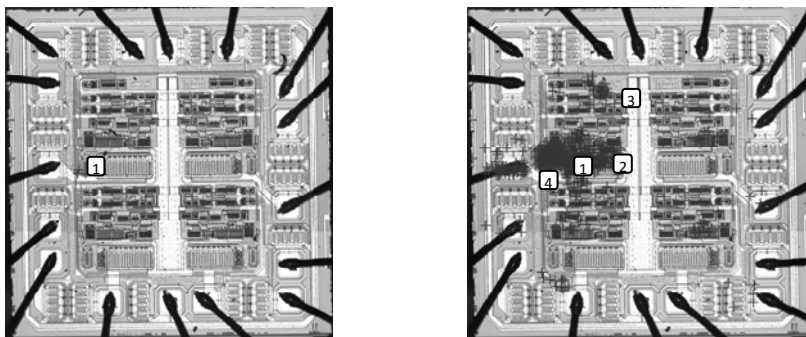
КОРРЕЛЯЦИЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ В ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ТОЧКАХ И УРОВНЯ СТОЙКОСТИ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ОТДЕЛЬНЫХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ТЕСТИРОВАНИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

На выборке из большой партии образцов интегральных схем (ИС) одного типа набрана статистика поведения ионизационной реакции в отдельных точках чувствительных областей и их ближайших окрестностях. Установлена корреляция данных статистической обработки с результатами сканирования микросхем данного типа по всей площади кристалла. Обсуждаются критерии экспресс-отбора ИС по замерам ионизационной реакции в выбранных точках.

Тестирование полупроводниковых приборов с помощью сфокусированного лазерного излучения ультракороткой длительности в последнее время стало неотъемлемой частью проверки электронной компонентной базы на стойкость к воздействию отдельных ядерных частиц (ОЯЧ). Главным преимуществом лазерного тестирования является то, что оно позволяет изучать одиночные эффекты от ОЯЧ с высоким пространственным и временным разрешением.

Растущее признание в мире полезности методов лазерного тестирования привело к увеличению потока испытываемых микросхем. Поскольку полный анализ одной микросхемы с площадью кристалла порядка 10 мм^2 занимает несколько часов даже на автоматизированной установке, встал вопрос о выработке критериев, которые позволили бы проводить первоначальный отбор изделий в больших партиях микросхем одного типа на основании экспресс-измерений в выбранных контрольных точках, и распространять результаты испытаний одной партии изделий на другие партии того же типа без проведения испытаний в полном объеме.

В работе получены результаты регистрации сигнала ионизационной реакции (ИР) в цепи питания интегральных схем (ИС) на возбуждение сфокусированным пучком фемтосекундного лазерного излучения на установке «ФЕМТО-Т» [1]. Предлагается для экспресс-отбора ИС использовать измерение ИР в контрольных точках, которые выбираются по результатам изучения подробных карт чувствительности к одиночным эффектам. Пример такой карты вблизи порога возникновения эффекта (слева) и при значении энергии лазерного импульса, существенно



превышающем пороговое (справа), приведён на рис. 1. Крестами показаны точки, в которых в функциональной логической микросхеме зарегистрированы эффекты одиночных переходных процессов. Выбор контрольных точек проводится следующим образом. Первая точка (1) выбирается из наиболее чувствительной области. Еще несколько точек (2 и 3) - из различных по топологии областей с высокой плотностью одиночных эффектов. И еще одна точка (4) - вблизи контактной площадки одного из входных или выходных выводов ИС, что обусловлено наличием топологически однотипных узлов защиты от статических напряжений входных/выходных линий.

Представлены фрагменты топологии вблизи выбранных точек и результаты измерения амплитуды ИР на воздействие лазерных импульсов при малом смещении от контрольной точки. Набор подробной статистики с целью выявления разброса амплитуд импульсов ИР показал:

- а) в одной точке от импульса к импульсу разброс составляет менее 5% и незначительно превышает разброс энергии лазерного излучения (2%);
- б) на одном образце при смещении на величину погрешности позиционирования (2 мкм) от контрольной точки разброс $\sim 10\%$;
- в) между образцами в однородной выборке в одной и той же контрольной точке разброс составляет $\sim 10-15\%$.

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод: если разброс амплитуд импульсов ИР во всех выбранных контрольных точках для различных образцов одного типа не превышает 15-20%, то для определения параметров чувствительности данных образцов к воздействию ОЯЧ нет необходимости проводить испытания в полном объеме.

Список литературы

1. Mavritskiy O.B., Egorov A.N., Chumakov A.I. et al. // RADLAS-2013, Paris, France, 2013.

С.Б. ОДИНОКОВ, Г.Р. САГАТЕЛЯН

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

СОЗДАНИЕ ФАЗОВЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ЭТАЛОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Обоснована возможность формирования изображения в виде пяти расположенных крестообразно точек при помощи дифракционного оптического элемента (ДОЭ), содержащего пять работающих во втором порядке дифракции при наклонном падении света фазовых дифракционных решёток с прямоугольным профилем, занимающих суммарно не более 1% площади ДОЭ. Рассмотрены возможности изготовления ДОЭ с использованием установки плазмохимического травления «Caroline 15 PE». Установлено, что при глубине поверхностного микрорельефа до 1,4 мкм и наклонном падении света достигается дифракционная эффективность ДОЭ до 0,3 – 0,35 во втором порядке дифракции.

Для минимизации массогабаритных характеристик оптического угламера (рис. 1) пучок света от полупроводникового лазера 1 корректируется оптической системой 2, проходит через диафрагму, содержащую пять отверстий, и сформированные лучи, отражаясь от зеркала 3, попадают на ДОЭ 4. Дифрагированные на ДОЭ лучи попадают в зрачок прибора 5 таким образом, что на ПЗС-матрице 6 формируется эталонное расположение пяти точек [1]. В связи с технологическими ограничениями применяется второй порядок дифракции [2].

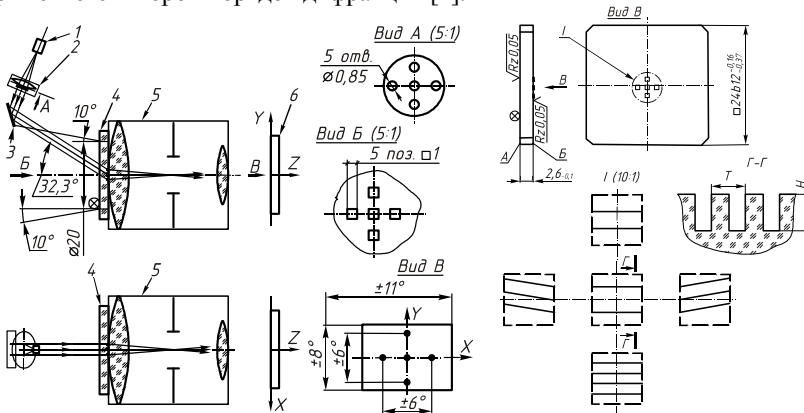


Рис. 1. Схема оптической подсистемы для формирования эталонного расположения точек и конструкция ДОЭ

Три дифракционные фазовые решётки с бинарным микрорельефом, расположенные друг под другом по вертикали, содержат горизонтальные линии. Две боковые дифракционные решётки (ДР) имеют наклонное, направленное навстречу друг другу расположение линий. ДОО изготавливали методом плазмохимического травления (ПХТ) на установке плазмохимического травления Caroline 15 PE [3]. Глубины микрорельефа определяли на профилографе-профилометре мод. 1500 - α Kasaka laboratory / Японии.

Результаты измерений дифракционной эффективности ДР ДОО с различной глубиной канавок, изготовленных с применением метода ПХТ, произведенных на специально созданном оптическом стенде, представлены на рис. 2.

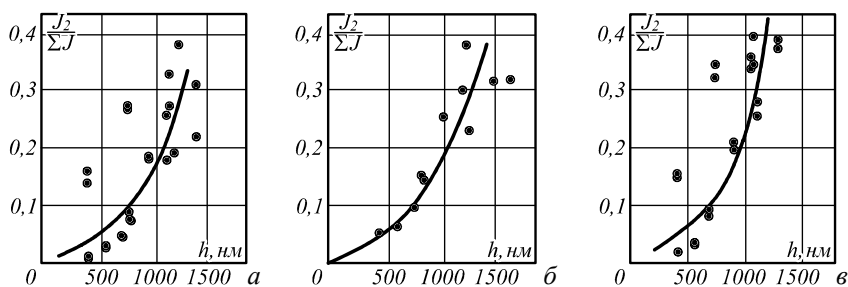


Рис. 2. Зависимости отношения интенсивности света пучка 2-го порядка дифракции I_2 к сумме интенсивностей пучков 0-го, 1-го, 2-го, 3-го и -1-го порядков дифракции от глубины h канавок дифракционных решёток периодом $d = 2$ мкм (а); $d = 2,5$ мкм (б) и $d = 3$ мкм (в)

Дифракционная эффективность амплитудной дифракционной решётки во втором порядке дифракции не превышает 1,7%, поэтому полученные величины в 30-35% – существенное повышение качества оптической системы за счёт создания именно фазовых дифракционных решёток.

Список литературы

1. Одинокоев С.Б., Сагатеян Г.Р., Ковалёв М.С., Соломашенко А.Б., Дроздова Е.А. Создание ДОО для формирования точечных эталонных изображений в оптических системах // Компьютерная оптика. 2013. Т.37. №3. С.341-352.

2. Odinokov S.B., Sagatelyan H.R. The Design and manufacturing of diffraction optical elements to form a dot-composed etalon image within the optical systems // Optics and Photonics Journal. 2013, V.3. No.1. P.102-111.

3. Одинокоев С.Б., Сагатеян Г.Р. Технология изготовления дифракционных и голограммных оптических элементов с функциональным микрорельефом поверхности методом плазмохимического травления // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2010. №2. С.92-104.

К.Н. БОЛДЫРЕВ, Р.В. ПИСАРЕВ¹, М.Н. ПОПОВА,
Л.Н. БЕЗМАТЕРНЫХ²

Институт спектроскопии РАН, Троицк

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

²*Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск*

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА CuV_2O_4

Проведено исследование спектров отражения, поглощения, комбинационного рассеяния света монокристалла CuV_2O_4 в широком температурном и спектральном диапазонах. Выявлен необычный характер поведения электронных линий меди, содержащий сложную вибронную структуру. Обнаружено расщепление бесфононовых линий меди и показано, что это обусловлено спин-орбитальным взаимодействием. Оптическими методами установлена связь двух магнитных подсистем меди. Наблюдалось редкое явление – одномагнитный пик в электронном спектре атомов Cu^{2+} (4b).

Метаборат меди CuV_2O_4 имеет сложную кристаллическую структуру (пр. гр. $I42d$, $Z=12$) с двумя различными кристаллографическими (4b и 8d) позициями для магнитных ионов Cu^{2+} ($S=1/2$). Медь в этом соединении квадратно координирована, как и в высокотемпературных сверхпроводниках. Меж- и внутриатомные взаимодействия в подрешетках Cu^{2+} приводят к антиферромагнитному упорядочению ниже температуры $T_{N1}=21$ К и $T_{N2}=9.5$ К, богатой фазовой диаграмме магнитных состояний, соразмерным и несоразмерным структурам и фазовым переходам. Низкотемпературные исследования CuV_2O_4 выявили необычную тонкую структуру в электронном спектре Cu^{3+} , которая была соотнесена с узкими бесфононовыми линиями (БФЛ), связанными с d-d электронными переходами в позициях меди 4b и 8d, в сопровождении очень богатой вибронной структурой, состоящей из более чем 40 фононных повторений для каждой БФЛ [1].

Для интерпретации этой структуры и более глубокого понимания свойств соединения было проведено комплексное исследование динамики решетки. Были изучены спектры отражения и пропускания поляризованного света и спектры комбинационного рассеяния во всех необходимых поляризациях в широком спектральном диапазоне 20–2500 cm^{-1} . Показано, что некоторые группы близко расположенных частот могут быть интерпретированы в рамках Давыдовского расщепления внутримолекулярного колебания комплекса CuO_4 .

Анализ спектров комбинационного рассеяния, моделирование спектров отражения методом дисперсионного анализа и *ab initio* расчеты методом функционала плотности позволили надежно идентифицировать и определить параметры 73 из 75 оптически активных фононов центра зоны Бриллюэна [2]. Интерпретированы некоторые особенности в спектре многофононного поглощения. Найдено, что частоты фононных мод слабо зависят от температуры; их ширины уменьшаются с понижением температуры, хотя пока не удалось надежно зарегистрировать особенности при температурах магнитных фазовых переходов. Последнее говорит об отсутствии или незначительной величине магнитоупругих взаимодействий в метаборате меди.

Вопреки отсутствию заметных изменений частот фононных линий при понижении температуры и в момент магнитных фазовых переходов, мы обнаружили, что ширины и частоты БФЛ, принадлежащих к ионам Cu^{2+} в позиции (4b), четко коррелируют с антиферромагнитным упорядочением при $T_{N1}=21$ К, в то время как БФЛ, принадлежащие к ионам Cu^{2+} в позиции (8d) коррелируют с $T_{N2} = 9.5$ К. Кроме того, нами наблюдались небольшие особенности в поведении линий Cu^{2+} (4b) при температуре T_{N2} , а также линий Cu^{2+} (8d) при T_{N1} , что указывает на взаимное влияние двух магнитных подсистем. Кроме того, в спектре вибронных полос первой БФЛ была обнаружена полоса, идентифицированная нами как одномагнитный пик. Этот пик, появляясь при температуре $T_{N1}=21$ К, при температуре ниже $T_{N2}=9.5$ К отделялся от БФЛ, указывая на образование щели в спектре спиновых волн. Такая картина полностью соответствует исследованию нейтронного рассеяния на спиновых волнах в CuV_2O_4 [3].

Работа поддержана РАН (по Программам фундаментальных исследований) и грантом Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

Список литературы

1. Pisarev R.V., Kalashnikova A.M., Schöps O., Bezmaternykh L.N. // Phys. Rev. B. 2011. V.84. P.075160.
2. Pisarev R.V., Boldyrev K.N., Popova M.N., et. al. // Phys. Rev. B. 2013. V.88. P.024301.
3. Martynov S., Petrakovskii G., Boehm M., et. al. // Magn. Mat. 2006. V.299. P.75.

Н.Н. НАЛБАНТОВ, Е.В. СТРОГАНОВА, В.В. ГАЛУЦКИЙ
Кубанский государственный университет, Краснодар

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКИ В ГРАДИЕНТНОМ ЛАЗЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ С ДВОЙНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ИОНАМИ Er^{3+} И Yb^{3+}

Проведено моделирование базовых генерационных свойств лазерных кристаллов с неравномерными концентрационными профилями активных центров Er^{3+} и Yb^{3+} в области длин волн 1,5 мкм с учетом прыжкового механизма переноса энергии к ионам эрбия.

В рамках исследования свойств лазерных кристаллов с градиентом концентрации активных центров была создана математическая модель распределения мощности поля лазерного излучения в средах с двойным градиентом концентрации редкоземельных ионов разного типа. Методика получения таких кристаллов разработана в КубГУ [1], а первые численные расчеты показали возможность достижения в них высокой квантовой эффективности генерации [2].

В качестве базового элемента был выбран кристалл $\text{Er}:\text{Yb}:\text{YAG}$ в микрочиповом исполнении с габаритами $L=0,5 \times 0,5 \times 0,5$ см, помещенный в резонатор Фабри-Перо с коэффициентом полезных потерь $T=0.02$. Накачка системы производилась на длине волны $\lambda_{\text{нак}}=980$ нм. Процесс переноса энергии между ионами $\text{Yb}^{3+}-\text{Er}^{3+}$ характеризуется квантовой эффективностью η :

$$\eta(z) = \frac{W_m(z) + \gamma(z)^2}{1/\tau_{\text{Yb}} + W_m(z) + \gamma(z)^2}, \quad (1)$$

где W_m – скорость миграции возбуждений по донорам (Yb^{3+}), γ – параметр донор-акцепторного взаимодействия, τ_{Yb} – радиационное время жизни доноров. Зависимость от продольной координаты обусловлена тем, что величины W_m и γ нелинейно зависят от концентраций оптических центров [3], которые в рассматриваемом кристалле распределены с продольными градиентами (2):

$$\begin{aligned} N_{\text{Yb}}(z) &= (-4 \cdot |z - 0.25|^2 + 1.22) \cdot 22.5\% \text{ ат.}, \\ N_{\text{Er}}(z) &= (-4 \cdot |z - 0.25|^2 + 1.22) \cdot 2.25\% \text{ ат.}, \end{aligned} \quad (2)$$

Средняя концентрация ионов Yb^{3+} и Er^{3+} составляет 20 и 2% ат. соответственно, пиковые уровни – 27,5 и 2,75% ат., начальные уровни – 5 и 0,5% ат. (рис. 1, левая шкала). Квантовая эффективность в пределах кристалла изменяется от 37,5 до 94,5% (рис. 1, правая шкала).

На рис. 2 изображено распределение интенсивности электромагнитного поля основной гауссовой моды при накачке кристалла с левого торца импульсом с амплитудой двукратно превышающей рассчитанную пороговую мощность генерации. Асимметричность контура эффективности усилила асимметричность профиля поля по сравнению с кристаллом $\text{Yb}:\text{YAG}$ [2].

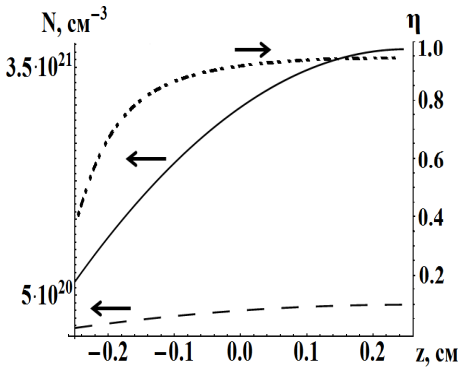


Рис. 1.

Градиенты концентрации ионов Yb^{3+} (сплошная линия), Er^{3+} (пунктир); зависимость квантовой эффективности от продольной координаты (штрих-пунктир)

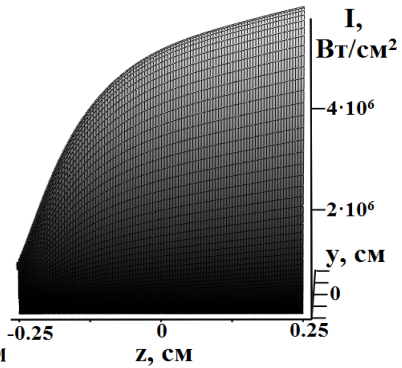


Рис. 2.

Распределение интенсивности лазерного излучения в кристалле

Список литературы

- Galutskiy V.V., Vatlina M.I., Stroganova E.V. Growth of single crystal with a gradient of concentration of impurities by the Czochralski method using additional liquid charging // Journal of Crystal Growth. 2009. V.311. P.1190–1194.
- Налбантов Н.Н., Строганова Е.В., Галуцкий В.В. Сборник трудов VIII международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2013». С.-Пб. 2013. С.168-171.
- Galutskiy V.V., Stroganova E.V., Yakovenko N.A. A Comparative Analysis of Ytterbium-Erbium Media for 1.5 μm Lasers // Advanced Materials Research. 2013. V.660. P.40-46.

Д.С. ДОВЖЕНКО, И.Л. МАРТЫНОВ,
И.С. ЕРЕМИН, А.А. ЧИСТЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/ZnS, ВНЕДРЕННЫХ В МИКРОРЕЗОНАТОР ИЗ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

В работе изучается изменение люминесцентных свойств квантовых точек при их внедрении в микрорезонатор на основе пористого кремния. Показано влияние параметров структуры микрорезонатора на внедрение квантовых точек. Обнаружено структурирование спектра люминесценции внедренных квантовых точек.

В настоящее время в мире широко распространены сенсорные и диагностические системы на основе различных люминесцентных маркеров (ЛМ), в частности квантовых точек (КТ), которые обладают во многом уникальными фотофизическими свойствами. При этом отдельный интерес представляет внедрение ЛМ в различные фотонные структуры, например в брэгговские зеркала и микрорезонаторы на основе пористого кремния (ПК) [1].

В настоящей работе был создан микрорезонатор из ПК и изучены люминесцентные свойства внедренных в него квантовых точек CdSe/ZnS. Микрорезонатор представляет собой подложку монокристаллического кремния, в которой методом электрохимического травления получена структура, представляющая собой два брэгговских зеркала, разделенных промежуточным слоем отличающейся пористости, спектр отражения структуры представлен на рис. 1. Ширина моды микрорезонатора на полувысоте составляет 7.5 нм. Квантовые точки наносились на поверхность пористого кремния из раствора в толуоле. Обнаружено влияние величины пористости первого слоя микрорезонатора на эффективность внедрения квантовых точек внутрь структуры. Спектр люминесценции квантовых точек, внедренных в структуру, показан на рис. 1. Наблюдается сильное структурирование спектра: в области провала в спектре отражения (607 нм) находится узкий пик, с шириной равной ширине моды резонатора. Подобный узкий пик люминесценции КТ в микрорезонаторе из ПК получен впервые, что открывает новые перспективы использования подобных гибридных структур в области оптических сенсоров. Снимок скола микрорезонатора, полученный на растровом электронном микроскопе (РЭМ) приведён на рис. 2.



Рис. 1. Спектр отражения микрорезонатора, спектр люминесценции КТ (в растворе и в микрорезонаторе)

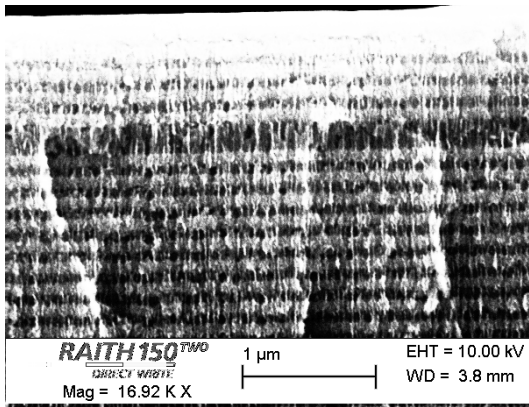


Рис. 2. Снимок скола микрорезонатора на РЭМ

Список литературы

1. DeLouise L.A., Ouyang H. Photoinduced fluorescence enhancement and energy transfer effects of quantum dots porous silicon // Phys. Stat. Sol. 2009. N 6(7). P.1729–1735.

Л.Б. МАТЮШКИН¹, С.Ф. МУСИХИН²,
О.А. АЛЕКСАНДРОВА¹, В.А. МОШНИКОВ^{1,2}

*¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)*

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ В ВИДИМОМ И БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНАХ

Рассмотрены вопросы выбора материалов для химического синтеза полупроводниковых наночастиц, люминесцирующих в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.

На современном этапе развития физики и технологии полупроводников большой интерес представляют коллоидные частицы, в которых проявляются квантово-размерные эффекты. Такие частицы принято называть коллоидными квантовыми точками (ККТ). ККТ представляют собой полупроводниковые кристаллы размером от одного до нескольких десятков нанометров, выращенные в растворе и покрытые оболочкой из лигандных молекул поверхностно-активных веществ. Неорганическое полупроводниковое ядро обладает необходимыми оптическими свойствами, определяемыми его составом, размером и формой, в то время как покрывающий слой органических молекул стабилизирует эти свойства и препятствует агрегации частиц. Частицы могут наноситься из коллоидного раствора на подложку или использоваться как часть гибридной структуры.

Ввиду управляемой перестройки спектра люминесценции в зависимости от технологически контролируемого размера частиц, ККТ привлекают пристальное внимание как материалы гибкой электроники [1], биологии и медицины [2-4], фотовольтаики [5]. В связи с приборными применениями особый интерес представляют вопросы упорядочения частиц на подложках [6] и внедрения частиц в матрицы проводящих [7] и электроактивных полимеров [8]. Интерес к применению ККТ в ближней инфракрасной области связан с тем, что здесь располагаются важная для телекоммуникационных систем область наименьшего поглощения кварцевого оптического волокна (1,3 и 1,55 мкм) и окна прозрачности биологических тканей. Кроме того, подбором сочетания семейств нанокристаллов различных размеров и проводящего полимера можно

оптимизировать композитный материал для изготовления солнечных батарей большой площади, в том числе и на гибких подложках.

Чтобы охватить видимую и ближнюю инфракрасную область оптического спектра необходимо задействовать несколько материалов, в качестве которых нами были выбраны сульфиды и селениды кадмия (CdS, CdSe – для видимого диапазона) и сульфид свинца (PbS – для ближней ИК-области). Такой выбор обусловлен многолетним опытом научной группы в синтезе и диагностике полупроводниковых бинарных соединений $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$, а также твердых растворов на их основе [9].

Синтез ККТ проводится обычно путем химической реакции прекурсоров, смешанных в реакционной колбе при относительно невысоких температурах порядка 200-300°C для неполярных органических сред и 50-100°C для полярных. Для роста монодисперсных нанокристаллов заданного размера необходимо контролировать процессы зародышеобразования и последующего роста нанокристаллов. Это производят путем выбора температуры и времени реакции. Характерные особенности синтеза коллоидных квантовых точек в полярных и неполярных средах рассмотрены в работах [10, 11].

Список литературы

1. Мусихин С.Ф. Нанокompозиты на основе коллоидных полупроводниковых наночастиц. Получение, свойства и применение // 16-я научная молодежная школа с международным участием "Материалы и технологии гибкой электроники. 2013. С.16-21
2. Олейников В.А. Полупроводниковые флуоресцентные нанокристаллы (квантовые точки) в белковых биочипах // Биоорганическая химия. 2011. Т.37. №2. С.171-189.
3. Мусихин С.Ф., Александрова О.А., Лучинин В.В. и др. Сенсоры на основе металлических и полупроводниковых коллоидных наночастиц в биомедицине и экологии // Биотехносфера. 2013. №2. С.2-17.
4. Мусихин С.Ф., Ильин В.И. Методы нанотехнологии в биологии и медицине // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2008. №3. С.183-190.
5. Николенко Л.М., Разумов В.Ф. Коллоидные квантовые точки в солнечных элементах // Успехи химии. 2013. Т.82. №5. С.329-448.
6. Александрова О.А., Максимов А.И., Мараева Е.В. и др. Синтез и самоорганизация квантовых точек сульфида свинца для люминесцентных структур, полученных методом испарения коллоидного раствора // Нано- и микросистемная техника. 2013. №2. С.19-23.
7. Мусихин С.Ф., Ильин В.И. Гибридные полимер-полупроводниковые наноструктуры, технология, приборы // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2007. № 4-1. С.105-112.
8. Воронцова К.В. и др. Тушение электролюминесценции полидифениленфталади квантовыми точками PbS // Нанотехнологии: наука и производство. 2012. №6. С.63-67.
9. Халькогениды и оксиды элементов IV группы. Получение, исследование, применение / под ред. В.А. Мошника. СПб.: ООО «Технолит» / Изд-во «Технолит», 2008.
10. Марков С.А. Органический синтез коллоидных квантовых точек // Окно в микромир. 1998. №4. С.18-24.
11. Матюшкин Л.Б. и др. Особенности синтеза люминесцирующих полупроводниковых наночастиц в полярных и неполярных средах // Биотехносфера. 2013. №2. С.28-33.

В.Я. ДЕГОДА, И.Ю. КУЧАКОВА

*Киевский национальный университет им. Т. Шевченко***КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ
ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ КЕРАМИКИ ZnS-Mn
ПРИ РЕНТГЕНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ**

Изучены дозовые зависимости кривых затухания фосфоресценции люминесцентной керамики ZnS-Mn. Экспериментально обнаружено зависимость кинетики фосфоресценции от дозы рентгеновского возбуждения. Неоднородный характер рентгеновского возбуждения люминофоров приводит к пространственной неоднородности локализации носителей на центрах свечения и ловушках.

Объектом исследования была люминесцентная керамика ZnS с концентрацией 1% Mn в шихте. В работе было проведено исследование кинетики рентгенолюминесценции со временем (от дозы), при стационарном облучении керамики ZnS-Mn. Возбуждение рентгенолюминесценции осуществлялось интегральным излучением рентгеновской трубки БХВ-Re (20 кВ, 25 мА), при этом наблюдались две доминирующие полосы $\lambda_1 = 460$ нм (голубая полоса) и $\lambda_2 = 590 \div 600$ нм. Для изучения механизма излучательных переходов в ZnS-Mn было проведено исследование дозовых зависимостей фосфоресценции. Рентгеновское возбуждение осуществлялось при азотной температуре. Время возбуждения варьировалось от 2 сек до 20 мин. Регистрация фосфоресценции осуществлялась синхронно по двум каналам, интегрально и спектрально в течение 10 мин. На рис. 1 представлена зависимость затухания фосфоресценции при разных дозах возбуждения в двойном логарифмическом масштабе. Кривые, полученные при разных дозах возбуждения не подобны.

Экспериментальные зависимости затухания интенсивности $J_\Phi(t)$ только после первой минуты затухания удовлетворительно аппроксимируются феноменологической формулой Беккереля [1]

$$J(t) = \frac{J_0}{(1 + \omega_T t)^\alpha},$$

где α , ω - постоянные.

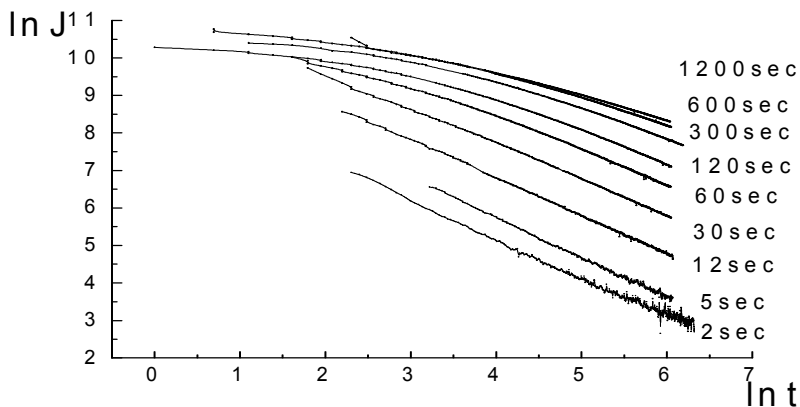


Рис. 1. Фосфоресценция при разных дозах рентгеновского возбуждения

Следует отметить что при малых дозах возбуждения (2 с) затухание фосфоресценции описывается гиперболой с показателем $\alpha > 1$, а при больших дозах облучения (20 мин) – гиперболой с $\alpha < 1$. Очевидно, что такая особенность дозовых зависимостей фосфоресценции свидетельствует о локальном характере возбуждения люминесценции и накопления светосуммы. Резко неоднородный характер рентгеновского возбуждения люминофоров [2] приводит к пространственной неоднородности локализации носителей на центрах, а главное, ставит в зависимость от пространственной координаты, как будущее центров, так и соотношение между вероятностями рекомбинации и повторной локализации носителей заряда.

Список литературы

1. Фок М.В. Разделение сложных спектров на индивидуальные полосы при помощи обобщенного метода Аленцева // Труды ФИАН. 1972. Т.59. С.3–24.
2. Дегода В.Я. Фосфоресценция кристаллофосфоров при рентгеновском возбуждении // УФЖ. 2001. Т.46. №1. С.105-112.

А.В. ЗАСЕДАТЕЛЕВ¹, В.Е. ПУШКАРЕВ², А.Б. КАРПО³,
И.Н. ФЕОФАНОВ⁴, В.И. КРАСОВСКИЙ^{1,3}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

⁴Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДОВ НА ОСНОВЕ ФТАЛОЦИАНИНОВ ХЛОРАЛЮМИНИЯ И НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА

Работа посвящена исследованию механизмов изменения фотофизических свойств фталоцианинов в присутствии металлических наночастиц. Была построена модель, описывающая свойства поглощения и люминесценции фталоцианинов вблизи ЗНЧ. В созданных образцах наблюдалось тушение люминесценции.

Оптическое возбуждение в таких системах, чаще всего, приводит к переносу заряда [1] либо переносу энергии [2-3], причём процессы переноса могут протекать как со стороны хромофора на ЗНЧ, так и в обратном направлении. В зависимости, от морфологических параметров супрамолекулярных структур, а также фотофизических свойств компонентов, входящих в состав структуры, могут реализовываться как режимы усиления люминесценции [4], так и режимы тушения [5]. В настоящей работе рассматриваются фотофизические свойства смесей фталоцианинов хлоралюминия с наночастицами золота в коллоидном растворе метанола с водой в пропорции 9:1.

При добавлении в раствор ЗНЧ диаметром 18 нм, наблюдалось уменьшение амплитуды пиков, соответствующих плазмонному резонансу в золоте и Q-полосы фталоцианина в спектре экстинкции и уменьшение интенсивности люминесценции (рис. 1).

В случае смесей с ЗНЧ меньшего размера, спектр поглощения представлял собой сумму спектров компонент входящих в смесь (рис. 2А). Интенсивность люминесценции при этом не изменялась.

Полученный в ходе расчёта спектр экстинкции хорошо описывает полосы соответствующие ЗНЧ, но не полосы соответствующие фталоцианину (рис. 2В). Наиболее вероятной причиной наблюдаемых изменений является присоединения части молекул фталоцианинов на поверхность ЗНЧ, что необходимо учитывать в модели как дополнительную оболочку на поверхности ЗНЧ.

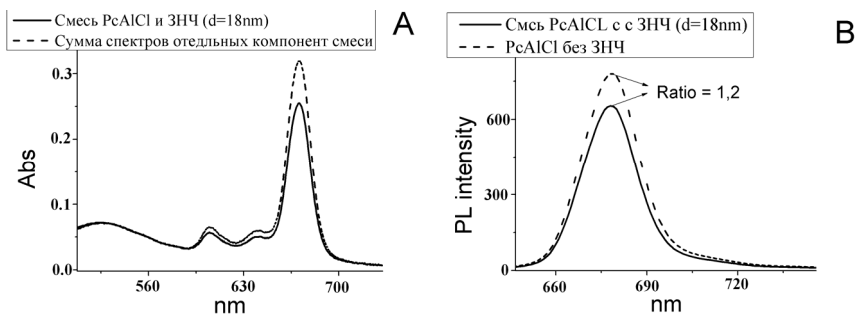


Рис. 1. Спектр экстинкции смеси фталоцианинов хлоралюминия с ЗНЧ ($d=18\text{nm}$), спектр экстинкции суммы компонентов, входящих в смесь (А), спектры люминесценции фталоцианинов хлоралюминия и смеси фталоцианинов хлоралюминия с ЗНЧ ($d=18\text{nm}$) (В)

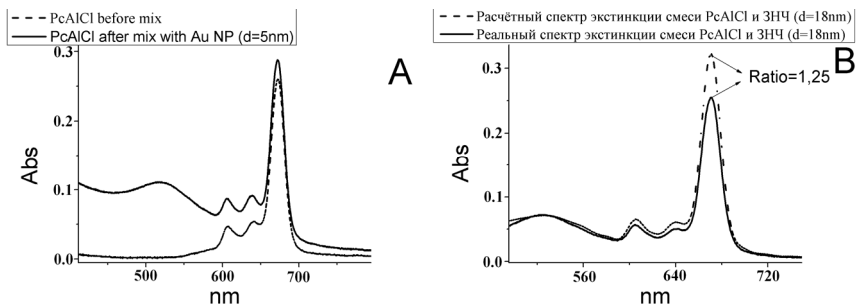


Рис. 2. Спектр экстинкции смеси фталоцианинов хлоралюминия с ЗНЧ ($d=5\text{nm}$), спектр поглощения фталоцианинов хлоралюминия (А), расчётный и реальный спектры экстинкции смеси фталоцианинов хлоралюминия с ЗНЧ ($d=18\text{nm}$) (В)

Список литературы.

1. Thomas K.G., Kamat P.V. // Acc. Chem. Res. 2003. V.36. P.888.
2. Lakowicz J.R., Geddes C.D., Gryczynski I., et.al. // J. Fluoresc. 2004. V.14. P.425.
3. Aslan K., Malyn S.N., Geddes C.D. // J. Fluoresc. 2007. V.17. P.7.
4. Vukovic S., Comi S., Mennucci B. // J. Phys. Chem. C. 2009. V.113. P.121.
5. Lakowicz J.R. // Anal. Biochem. 2005. V.337. P.171.

Г.Е. АДАМОВ, Е.В. ЗИНОВЬЕВ, П.С. ШМЕЛИН,
Н.О. ПОРОШИН, Е.П. ГРЕБЕННИКОВ

*Центральный научно-исследовательский технологический институт
«Техномаш», Москва*

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОТОЦИКЛА БАКТЕРИОРОДОПСИНА В СОСТАВЕ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР

В работе демонстрируется изменение параметров фотоцикла бактериородопсина в составе гибридных наноструктур, содержащих наночастицы серебра или квантовые точки. Изменение фотоцикла вызвано увеличением времени жизни промежуточных интермедиатов фотоцикла, обусловленного возбуждением плазмонного резонанса.

Одним из путей расширения функциональных возможностей материалов молекулярной нанофотоники является создание гибридных наноструктур [1]. Известно влияние нанообъектов на время жизни возбужденных состояний атомов и молекул, расположенных на расстояниях, меньших длины волны излучения. Этот эффект резко возрастает вблизи наночастиц в условиях, когда на частоте плазмонного резонанса локализуются сильные электромагнитные поля [2]. В общем случае гибридные наноструктуры представляют собой систему из трех компонентов – наночастицы, сшивающие молекулы (спейсеры) и функциональные молекулы (фотохромные, фотолюминесцентные и др.).

Одним из перспективных материалов для нанофотоники является бактериородопсин (БР) [3-4]. БР – это светочувствительный белок, схожий со зрительным родопсином человека. Фундаментальное свойство БР – наличие у него фотохимического цикла: после поглощения кванта света, молекула БР проходит последовательность состояний и самопроизвольно возвращается в исходную форму. При этом, в соответствии с циклическим изменением состояния молекул БР, происходят наведенные светом циклические изменения оптических характеристик: показателей преломления и поглощения. Каждое из промежуточных состояний идентифицируется как интермедиат по спектру поглощения. Значения временных параметров фотоцикла лежат в интервале от долей миллисекунд до десятков секунд.

Бактериородопсин был получен в ЦНИТИ Техномаш из *Halobacterium Salinarum*, штамм ET1001. Наночастицы Ag(Ø6-8nm) были функционализированы полимером синтезированным в научной группе

под руководством профессора Горячевой И.Ю. (Саратовский государственный университет, Институт Химии) [5]. Квантовые точки CdSe/ZnS (максимум поглощения на 520 нм.) синтезированы там же [6].

Динамическое изменение спектров поглощения водных суспензий гибридных наноструктур при воздействии лазерного излучения с длинами волн 532 или 395 нм, регистрировалось в диапазоне длин волн 350-730 нм на специализированном стенде.

Представлены спектральные особенности суспензий гибридных наноструктур состава бактериородопсин-наночастицы серебра и бактериородопсин-квантовые точки CdSe/ZnS. Исследованы подходы по управлению соотношениями интермедиатов в равновесном состоянии бактериородопсина, в том числе, получению формы М412 в качестве основного состояния бактериородопсина. Рассмотрены особенности фотоиндуцируемого изменения спектральной оптической плотности суспензий гибридных наноструктур в фотоцикле бактериородопсина.

Исследование статичных спектров поглощения показало незначительную разницу между гибридными наноструктурами различного состава, тогда как регистрация фотоиндуцируемого изменения поглощения выявило существенное различие в протекании фотоциклических процессов в бактериородопсине при различном окружении.

Для объяснения экспериментальных фактов изменения оптической плотности суспензий исследуемых гибридных наноструктур при воздействии возбуждающего излучения выдвинута гипотеза о резком увеличении времен жизни спектральных интермедиатов разветвленного фотоцикла бактериородопсина Р490 и Q380. При этом состояние Р490 заменяет исходное состояние BP570

Список литературы

1. Гребенников Е.П., Левченко К.С., Курбангалеев В.Р., Шмелин П.С., Адамов Г.Е. Функциональные гибридные наноструктуры для нанофотоники: получение, свойства и применение // Российский химический журнал. 2012. Т. LVI, №1-2, С.76-82.
2. Климов В.В., Дюклуа М., Летохов В.С. Спонтанное излучение атома в присутствии нанотел // Квантовая электроника. 2001. В.31. №7. С.569-586.
3. Hampp N. Bacteriorhodopsin as a photochromic retinal protein for optical memories // Chemical. Review. 2000. V.100. P.1755-1776.
4. Hampp N., Oesterhelt D. Bacteriorhodopsin and its potential in technical applications // in Protein Science Encyclopedia. 2008. P.1-24.
5. Lees E., Nguen T., Clayton H.A., Mulvaney P. Preparation of colloiddally stable, water-soluable, biocompatible, semiconductor nanocrystals // ACS NANO. 1999. V.3. №5. P.1121-1128.
6. Speranskaya E.S., Gofman V.V., Goryacheva I.Yu. Preparation of water soluble zincblende CdSe/ZnS Quantum Dots // Nanotechnologies in Russia. 2013. V.8. No.1-2. P.129-135.

М.А. ГОРЯЕВ, А.П. СМИРНОВ

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург***СЕНСИБИЛИЗАЦИЯ КРАСИТЕЛЯМИ
ФОТОПРОЦЕССОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ**

Рассмотрены фотофизические и фотохимические процессы как в красителе, так и в адсорбенте: люминесценция красителя, сенсбилизированные фотоэффект и фотолиз твердого тела. Обсуждаются условия их реализации.

Основным способом управления спектром и уровнем светочувствительности регистрирующих материалов является их сенсбилизация красителями [1, 2]. В настоящей работе рассмотрены основные механизмы и условия протекающих при спектральной сенсбилизации процессов. При поглощении света красителем полученная энергия фотовозбуждения может быть передана твердому телу, высветиться в виде кванта люминесценции и деградировать внутри молекулы с соответствующими константами переходов k_1 , k_2 и k_3 . Эффективность переноса электронного возбуждения определяется соотношением: $\Phi_{tr} = \frac{k_1}{k_1 + k_2 + k_3}$.

Для большинства красителей в адсорбированном состоянии наблюдается ужесточение структуры молекулы, и скорость внутримолекулярной конверсии энергии k_3 становится несущественной по сравнению с k_1 и k_2 . На диэлектриках квантовый выход люминесценции адсорбированных красителей составляет десятки процентов и время жизни флуоресцентного состояния – 10^{-11} - 10^{-10} с, а константа скорости переноса фотовозбуждения k_1 в хорошо сенсбилизироваемых полупроводниках превышает 10^{12} с⁻¹, поэтому эффективность передачи Φ_{tr} приближается к единице [2, 3]. Основная причина тушения люминесценции красителя – наличие в адсорбенте электронных состояний, способных акцептировать энергию от красителя. Для полного тушения люминесценции необходима концентрация поверхностных состояний, заполненных электронами, не менее 10^9 - 10^{10} см⁻² [2-4]. Важную роль при этом играет не только концентрация состояний, но и их энергетическое распределение, поскольку эффективность тушения в рамках механизма резонансного переноса энергии зависит от перекрытия спектров люминесценции донора и спектров поглощения акцептора. При

достаточной ширине зоны проводимости в процессы переноса будут вносить свой вклад электронные состояния, расположенные к дну зоны проводимости ближе, чем энергия излучения красителя [3, 4].

Современные регистрирующие среды являются многокомпонентными системами, и красители-сенсibilизаторы адсорбируются не только непосредственно на фоточувствительных полупроводниках, но и на диэлектриках [2, 5]. Эффективность процесса переноса энергии электронного возбуждения всех молекул красителя в полупроводник

будет определяться соотношением: $\Phi_{ir}' = \frac{1}{c_1 + c_2} \frac{k_1}{k_1 + k_2 + k_3} \left(c_1 + \frac{c_2 q_2 k_2'}{k_2' + k_3'} \right)$,

где c_1 и c_2 – концентрации красителей, адсорбированных соответственно на фоточувствительном полупроводнике и диэлектрике, q_2 – эффективность концентрирования люминесценции адсорбированного на диэлектрике красителя на полупроводнике, k_2' и k_3' – константы скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации в красителе, адсорбированном на диэлектрике.

Появляющиеся в результате перехода k_1 свободные носители могут быть малоэффективны для фотопроводимости из-за малого времени жизни вследствие быстрой рекомбинации. Создать условия для сенсibilизированного фотоэффекта в полупроводниках можно введением уровней прилипания с концентрациями больше 10^{12} см^{-2} [2, 3]. Если центры диссипации энергии фотовозбуждения являются центрами вторичных фотохимических процессов, то даже при отсутствии сенсibilизированного фотоэффекта может наблюдаться эффективная сенсibilизация красителями указанных процессов. В общем случае эффективность образования продукта фотохимической реакции в твердом теле при переносе электронного возбуждения определяется формулой:

$\Phi_{ph} = \frac{k_4 + q_5 k_5}{k_4 + k_5 + k_6}$, где k_4 – константа скорости сенсibilизированного фотоэффекта, k_5 и k_6 – константы скоростей безызлучательной и излучательной рекомбинации в твердом теле, q_5 – эффективность вторичных процессов фотолиза.

Список литературы

1. Джеймс Т.Х. Теория фотографического процесса. Л.: Химия. 1980.
2. Горяев М. Физ. осн. фотохимии твердого тела. Saarbrücken: Lambert Acad.Publ. 2013.
3. Акимов И.А., Горяев М.А. // Журн.физ.хим. 1984. Т.58. №5. С.1104.
4. Горяев М.А. // в кн.: Физика неупорядоченных и наноструктурированных оксидов и халькогенидов металлов. СПб.: Изд.РГПУ. 2011. С.306-326.
5. Горяев М.А., Смирнов А.П. // Изв. РГПУ. 2012. N144. С.29-36.

А.А. ПЫНЕНКОВ, К.Н. НИЩЕВ, С.В. ФИРСТОВ¹
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск
¹Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОКИСЛИТЕЛЬНО-ВОССТАНОВИТЕЛЬНЫХ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ВИСМУТА

Синтезированы и исследованы германатные стекла, легированные висмутом в количестве 0.1 и 1 мол.%. Изучено влияние окислительно-восстановительных условий синтеза на спектрально-люминесцентные свойства полученных стекол. Предложена методика контроля концентрации ионов висмута в восстановленной форме.

Широкие полосы поглощения и люминесценции висмутовых активных центров (ВАЦ) в стеклах и кристаллах, легированных висмутом, делают их привлекательными для получения лазерной генерации и оптического усиления в спектральном диапазоне 1100 – 1600нм.

Подобные широкие полосы люминесценции являются совокупностью нескольких полос, принадлежащих различным типам ВАЦ. Наличие в стекле нескольких типов центров негативно сказывается на усилительных характеристиках данных материалов. Для получения качественных, с точки зрения спектрально-люминесцентных свойств, материалов на основе висмутсодержащих стекол требуется формирование одного типа ВАЦ. Для этого необходимо контролировать валентное состояние висмута.

В ходе работы были синтезированы серии стекол следующих составов:

А. $(84,9-x)\text{GeO}_2 - 0.1\text{Bi}_2\text{O}_3 - x\text{CaF}_2$, где $x=0.1, 1, 5, 10, 20$ мол. %.

$T_c=1600^\circ\text{C}$,

В. $(74,9-x)\text{GeO}_2 - 15\text{Al}_2\text{O}_3 - 0.1\text{Bi}_2\text{O}_3 - 10\text{CaF}_2 - x\text{CeO}_2$, где $x=0 - 5$ мол. %.

$T_c=1600^\circ\text{C}$,

С. $(74-x)\text{GeO}_2 - 15\text{Al}_2\text{O}_3 - 1\text{Bi}_2\text{O}_3 - 10\text{CaF}_2 - x\text{CeO}_2$, где $x=0 - 5$ мол. %.

$T_c=1600^\circ\text{C}$,

Д. $(74-x)\text{GeO}_2 - 15\text{Al}_2\text{O}_3 - 1\text{Bi}_2\text{O}_3 - 10\text{CaF}_2 - x\text{CeO}_2$, где $x=0 - 5$ мол. %.

$T_c=1500^\circ\text{C}$.

На спектрах поглощения всех образцов наблюдаются все полосы поглощения характерные для стекол, активированных висмутом. При этом при введении в состав шихты CaF_2 и CeO_2 в отмечено сильное уменьшение уровня поглощения в видимой области, при этом относительное положение полос и их контур не претерпевают значительных изменений.

При возбуждении $\lambda_{\text{exc}}=532\text{nm}$ для всех образцов наблюдалась люминесценция в области 1150nm. При увеличении концентрации окислителей для серий А, В и D наблюдалась плавное сужение полосы люминесценции за счет снижения интенсивности в области 1300-1800nm. В конечном итоге при введении CeO_2 выше 2.5 мол.% для серии В и свыше 3 мол.% для серии D (рис. 1) люминесценция образцов в ближней ИК области отсутствовала, что свидетельствует о «разрушении» ВАЦ при окислении висмута предположительно до Bi^{3+} .

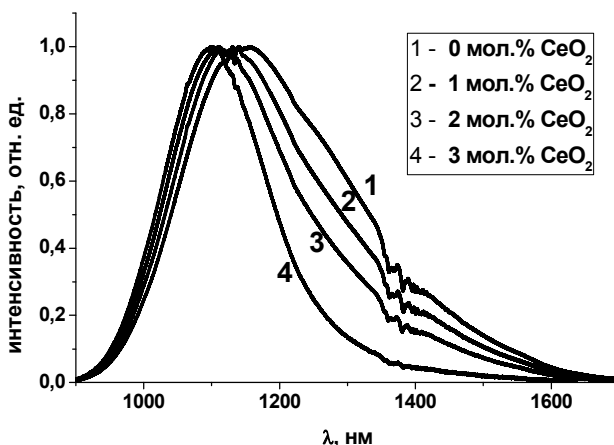


Рис. 1. Спектры люминесценции стекол серии D, $\lambda_{\text{exc}}=532\text{nm}$

Таким образом, изменяя соотношение окислительных и восстановительных условий синтеза, возможно осуществлять контроль концентрации ионов висмута в восстановленной форме.

Д.С. АГАФОНОВА^{1,2}, А.И. СИДОРОВ^{1,2}, Е.В. КОЛОБКОВА²,
А.И. ИГНАТЬЕВ², Н.В. НИКОНОРОВ²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
им. В.И. Ульянова (Ленина) «ЛЭТИ»

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики

ОПТИЧЕСКИЕ СТЕКЛА И ВОЛОКНА, СОДЕРЖАЩИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫЕ КЛАСТЕРЫ СЕРЕБРА И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ, ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Представлены результаты исследования люминесцентных оптических стекол и волокон, содержащих молекулярные кластеры серебра и квантовые точки халькогенидов кадмия, для чувствительных элементов датчиков коротковолнового излучения и температуры.

Широко известно использование явления люминесценции для создания сенсорных устройств. Это возможно благодаря чувствительности параметров излучения люминесценции (интенсивность, спектральный состав, время свечения и т.д.) к различным факторам (температура и др.). Молекулярные кластеры (МК) – структуры из нескольких атомов, а также квантовые точки (КТ) полупроводников являются перспективными люминофорами. Они могут быть сформированы в оптических стеклах и волокнах, что позволяет использовать их для создания волоконно-оптических датчиков.

В настоящей работе представлены результаты исследования люминесцентных оптических свойств стекол и волокон, содержащих молекулярные кластеры (МК) серебра и квантовые точки (КТ) халькогенидов кадмия. МК серебра Ag_n ($n=2-8$) были сформированы в силикатных фото-термо-рефрактивных стеклах (см. таблицу, №1) в процессе синтеза (добавка $AgNO_3$), а также методом ионного обмена (ИО)

№	Люминесцентные центры	Стеклообразующая матрица	Обозначение
1	МК Ag_n	$Na_2O-ZnO-Al_2O_3-SiO_2-NaF-NaCl(Br)-Sb_2O_3-CeO_2$	ФТР(Cl) ФТР(Br)
2	МК Ag_n и Sm^{3+}	$SiO_2-AlF_3-PbF_2-CdF_2-ZnF_2$	ОФ(Ag, Sm)
3	МК Ag_n и Tb^{3+}		ОФ(Ag, Tb)
4	КТ CdS или CdS_xSe_{1-x} ($x=0.4-0.6$)	$P_2O_5-Na_2O-Ga_2O-AlF_3-NaF-ZnF_2$	ФФ(CdS) ФФ(CdSSe)

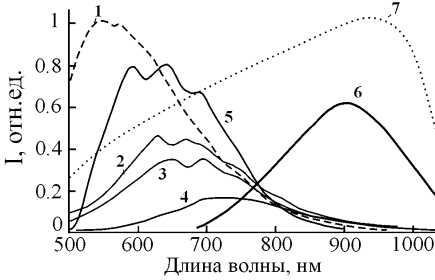


Рис. 1. Спектры люминесценции стекол и волокон: 1 – стекло ФТР(Cl) (серебро введено при варке); 2 – волокно ФТР(Cl), ИО 15 мин; 3 – волокно ФТР(Br), ИО 15 мин; 4 – волокно ФТР(Br), ИО 24 ч; 5 – волокно ФФ(CdS); 6 – волокно ФФ(CdSSe); 7 – относительная спектральная чувствительность кремниевого фотоприемника.

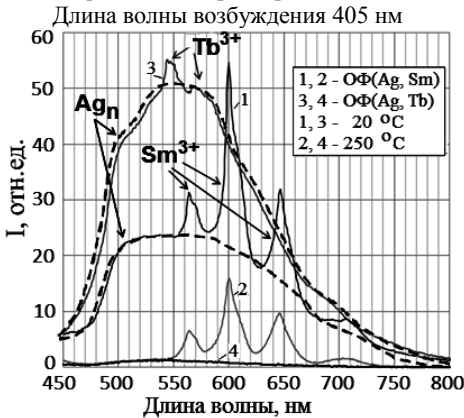


Рис. 2. Влияние температуры на спектры люминесценции оксифторидных стекол с МК серебра и редкоземельными элементами. Длина волны возбуждения 405 нм

увеличивает температурную чувствительность интенсивности люминесценции МК серебра. Материалы перспективны для чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков температуры.

в расплаве солей AgNO_3 и NaNO_3 с последующим облучением УФ излучением и термообработкой.

КТ формировались в оптических волокнах без оболочки из фторофосфатных стекол (№4), исходно содержащих ионы серы и селена, при их термообработке. Показано, что для материалов характерны широкий спектр возбуждения люминесценции (от 200 до 650 нм) и интенсивная люминесценция (см. рис. 1). Волокна могут быть использованы для

детектирования коротковолнового излучения (УФ, электрический разряд), при этом спектральное преобразование излучения в область большей чувствительности кремниевого фотоприемника увеличивает эффективность датчика.

Исследовано влияние температуры на люминесценцию МК серебра в оксифторидных стеклах (№ 2 и 3 в таблице, рис. 2). Показано, что соактивация стекол ионами редкоземельных металлов Sm^{3+} и Tb^{3+} значительно

А.Н. БАБКИНА, П.С. ШИРШНЕВ,
В.А. ЦЕХОМСКИЙ, Н.В. НИКОНОРОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ CuHal В КАЛИЕВО-АЛЮМОБОРАТНЫХ СТЕКЛАХ

Представлены спектры экситонного поглощения нанокристаллов CuCl и CuBr, распределенных в калиево-алюмоборатном стекле, при разных температурах. Получены температурные зависимости оптической плотности на длинах волн экситонного поглощения для нанокристаллической фазы разного химического состава. Определены температуры плавления и кристаллизации нанокристаллической фазы, содержащей CuHal.

Боросиликатные стекла с нанокристаллами CuCl известны довольно давно благодаря своим фотохромным свойствам [1]. Однако из-за проявления фотохромизма данные стекла трудно изучать в оптическом диапазоне спектра, где находится полоса экситонного поглощения нанокристаллов.

Объектом исследования были выбраны калиево-алюмоборатные стекла, в которых отсутствует явление фотохромизма. В ходе исследования были синтезированы стекла двух составов: 20K₂O-25Al₂O₃-55B₂O₃ (мол%) 1) с добавками 4Cu₂O-0,66NaCl-16NaBr (вес%); 2) с добавками 6,1Cu₂O-9,35NaCl-1,45NaBr (вес%) [2]. Температура стеклования была определена как 390°C для обоих составов. Для выделения в матрице стекла нанокристаллов, содержащих галогениды меди, образцы прошли термообработку в течение 10 часов и более при температуре, большей T_г. Для регистрации спектров поглощения образцов стекол при повышенных температурах был использован спектрометр Avaspec-2048 (фирмы Avalor).

После первичной термообработки исходных стекол на спектре поглощения была зарегистрирована характерная для экситонного поглощения интенсивная полоса в ближней УФ области. В ходе проведения температурных исследований были получены следующие температурные зависимости коэффициента поглощения при постоянной длине волны для образцов с нанокристаллами CuCl и CuBr.

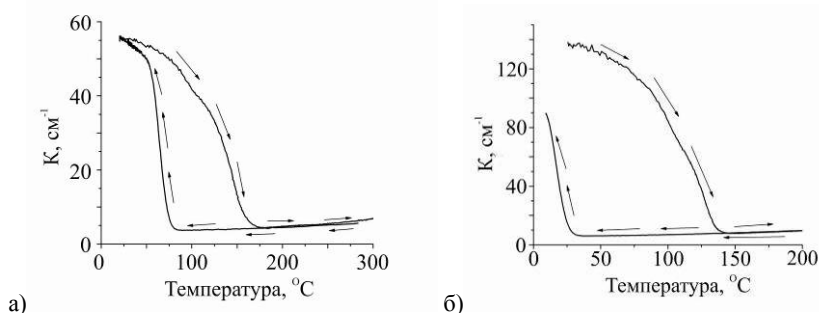


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента поглощения при постоянной длине волны для стекла с нанокристаллами CuBr (а) и CuCl (б)

Исходя из полученных зависимостей, были определены температуры плавления и кристаллизации нанокристаллической фазы, включающей в себя CuBr и CuCl. Для нанокристаллов CuBr температуры плавления лежали в области 170-220°C, кристаллизации - в области 70-100°C в зависимости от режима термообработки. Для нанокристаллов CuCl температуры плавления составили 130-160°C, кристаллизации – 30-50°C в зависимости от первичной термообработки.

В предыдущих работах говорилось о сложном составе нанокристаллической фазы, выделяемой в калиево-алюмоборатном стекле в процессе первичной термообработки [2]. Помимо галогенидов меди в состав фазы также входят галогениды щелочных металлов, вводимых в шихту, в данном случае калия. Анализ фазовых диаграмм систем KCl-CuCl и KBr-CuBr показал, что температуры эвтектики для первой системы лежит в области 150°C, для второй системы 170°C [3]. Исходя из полученных нами данных можно сделать вывод о возможности контролировать температуры фазовых переходов нанокристаллической фазы при помощи введения дополнительных щелочных металлов в состав шихты.

Список литературы

1. Dotsenko A.V., Glebov L.B., Tsekhomsky V.A. Physics and Chemistry of Photochromic Glasses // CRC Press. 1998. P.187.
2. Golubkov V.V., Kim A.A., Nikonorov N.V., Tsekhomskii V.A., Shirshnev P.S. Precipitation of nanosized crystals CuBr and CuCl in potassium aluminoborate glasses // Glass Physics and Chemistry. 2012. V.38. Is.3. P.259-268.
3. Lucas F., Cowley A., McNally P.J. Structural, optical and electrical properties of Co-evaporated CuCl/KCl films // Physica Status Solidi (c). 2008. V.6. P.114-117.

В.Л. БУДОВИЧ¹, Д.В. БУДОВИЧ¹, Г.Е. КОТКОВСКИЙ,
А.Н. ПЕРЕДЕРИЙ², А.В. СЫЧЕВ, А.А. ЧИСТЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹ООО «Бюро аналитического приборостроения «Хромдет-экология», Москва

*²Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

СПЕКТРОМЕТР ПРИРАЩЕНИЯ ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ С ЭКСИМЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ИОНИЗАЦИИ

В работе исследовано применение компактного эксимерного лампового излучателя для ионизации паров взрывчатых веществ (ВВ) в составе спектрометра приращения ионной подвижности. Зарегистрированы спектры ионной подвижности паров некоторых ВВ. Достигнут предел обнаружения по парам тринитротолуола $4 \cdot 10^{-15}$ г/см³. Проведено сравнение с лазерными детекторами паров ВВ.

В настоящее время ведутся интенсивные разработки высокочувствительных детекторов паров взрывчатых паров (ВВ). В предыдущих работах был создан спектрометр приращения ионной подвижности с лазерным источником ионов [1, 2]. Из-за наличия УФ-лазера прибор имеет относительно высокую массу (7 кг) и стоимость. В данной работе для ионизации ВВ применен эксимерный ламповый излучатель, применение которого для этих целей в литературе не отмечено.

Количество фотонов, излучаемое эксимерной лампой с объемом рабочей среды ~ 1 см³ и средней мощностью 20 мВт/см² можно оценить величиной 10^{16} единиц за 1 секунду. Обычная резонансная лампа того же размера, излучающая в УФ диапазоне, обеспечивает в среднем 10^{14} - 10^{15} фотонов за секунду. Твердотельный неодимовый лазер с генерацией гармоник при работе с частотой $\nu=10$ Гц и энергии в импульсе $E=1$ мДж на длине волны $\lambda=266$ нм за одну секунду излучает число фотонов: $N=(\nu \cdot E \cdot \lambda)/(h \cdot c)=10^{15}$, где h - постоянная Планка, c - скорость света.

Таким образом, для процессов, не требующих высокой пиковой мощности, но зависящих от общей энергии излучения, использование эксилламп предпочтительнее.

В исследовании проведен выбор оптимальной рабочей среды эксимерной лампы с учетом ионизации ВВ по механизмам как прямой ионизации, так и через комплекс ион-молекулярных реакций в газовой фазе с получением отрицательных ионов.

Для эффективной ионизации нами был выбран эксимерный излучатель на основе Ar_2 , форма излучателя – в виде кварцевого цилиндра длиной 50 мм и диаметром 5 мм, вывод излучения – с торцевой части через припаянную пластину MgF_2 . Возбуждение излучателя осуществлялось с помощью емкостного разряда.

В работе проведены исследования по выбору оптимальной оптической схемы, конструктивного исполнения ионного источника с ионизацией на базе эксимерного излучателя, рабочей температуры излучателя, а также создан лабораторный макет спектрометра приращенной ионной подвижности с ионным источником на базе эксимерной лампы, позволяющий детектировать пары ВВ как в паровой фазе, так и в конденсированной (при помощи салфеточного модуля).

Зарегистрированы спектры ионной подвижности следующих ВВ: тринитротолуола, гексогена, октогена, ТЭНа, динитролуола, нитроглицерина. Достигнут предел обнаружения по ТНТ $4 \cdot 10^{-15}$ г/см³ в паровой фазе и $50 \cdot 10^{-11}$ г ТНТ в конденсированной фазе.

Массогабариты и стоимость созданного эксимерного источника ионизации значительно ниже, чем рассматриваемого ранее лазерного, что вместе с полученными рабочими характеристиками, позволяет говорить о перспективности использования детектора паров ВВ, созданного на базе спектрометра приращенной ионной подвижности с эксимерным источником ионов.

Список литературы

1. Громов Е.В., Котковский Г.Е., Мартынов И.Л. и др. Способ получения и анализа ионов аналита. Патент РФ на изобретение №2434225 от 20.11.2011.
2. Громов Е.В., Котковский Г.Е., Мартынов И.Л. и др. Устройство для получения и анализа ионов аналита. Патент РФ на изобретение №2434226 от 20.11.2011.

А.А. МАМРАШЕВ, Н.А. НИКОЛАЕВ

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

СТАЦИОНАРНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Рассмотрены возможности стационарной терагерцовой спектроскопии для изучения оптических свойств нелинейных кристаллов в терагерцовой области спектра. На примере исследования свойств кристаллов семейства боратов и титанил-фосфата калия показано, что стационарная ТГц спектроскопия является высокочувствительным методом исследований области низкочастотных решеточных колебаний.

Метод широкополосной стационарной терагерцовой (ТГц) спектроскопии применяется для исследования процессов с участием свободных и локализованных носителей заряда, а также для изучения оптических фононных мод в кристаллах. Особенности регистрируемого оклика материалов в этой области спектра несут информацию о состоянии носителей заряда и параметрах их взаимодействий.

Для изучения оптических свойств нелинейных кристаллов в терагерцовой области спектра использован ТГц спектрометр, созданный на базе эрбиевого фемтосекундного волоконного лазера ($\lambda = 775$ нм, длительность импульса ~ 100 фс) [1]. Генерация ТГц излучения осуществлялась с помощью многоэлементной антенны, а регистрация выполнялась поляризационно-оптическим методом на кристалле ZnTe. Спектрометр обеспечивает возможность проведения измерений пропускания образцов в области 0,1 – 2,5 ТГц с динамическим диапазоном по напряженности ТГц поля $\sim 10^3$.

Измерены свойства кристаллов альфа-, бета- и фтор боратов бария; три- и тетра боратов лития [2]; и титанил-фосфата калия (КТР). Все монокристаллы выращены в Институте геологии и минералогии СО РАН из растворов-расплавов методом Чохральского. Для измерений использовались вырезанные из монокристаллов и ориентированные пластинки с типичными размерами 10×10 мм² и толщиной 0,5 – 0,1 мм. Определение зависимостей показателей преломления $n(\lambda)$ и коэффициентов поглощения $\alpha(\lambda)$ осуществлялось численными методами по времени задержки и амплитуде пропускания образцов.

В качестве примера представлены типичные результаты измерений терагерцового поглощения фторбората бария (рис. 1а), и титанил-фосфата калия (рис. 1б). На рис. 1а видна полоса обнаруженного примесного

поглощения ионами Na, обозначенная стрелкой; на рис. 1б представлено влияние степени неупорядоченности калиевой подрешетки на ее ТГц поглощение в титанил-фосфате калия.

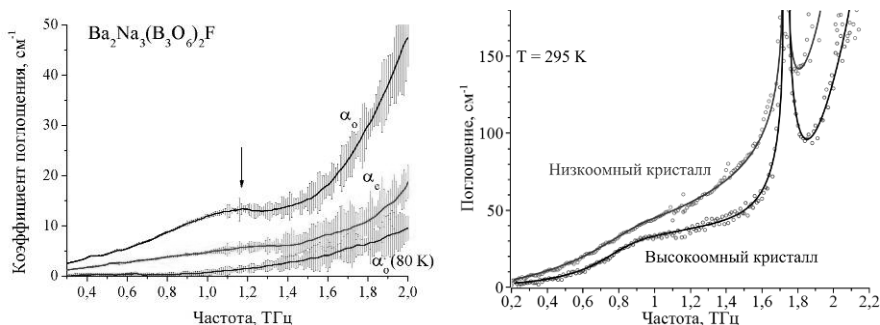


Рис. 1. Поглощение кристаллов фторбората бария (а) и титанил-фосфата калия (б)

Анализ полученных данных и сравнение их с имеющимися в литературе сведениями, полученными методом комбинационного рассеяния света (КРС), показывает, что ТГц спектроскопия имеет более высокую чувствительность и информативность в низкочастотной области терагерцового диапазона по сравнению с КРС и дополняет его в силу различия правил отбора для этих переходов. Это обусловлено тем, что выполнение количественных измерений методом комбинационного рассеяния света на малых ($3 - 30 \text{ см}^{-1}$) отстройках от линии возбуждения крайне затруднительно, особенно при малых коэффициентах поглощения в исследуемых образцах.

Данная система спектроскопии может быть использована для исследования полупроводниковых материалов и структур, в том числе систем пониженной размерности, без нарушения их функционирования. А также для исследования физико-химических процессов с субпикосекундным разрешением для решения задач фемтохимии и фемтобиологии.

Список литературы

1. Анцыгин В.Д., Мамрашев А.А., Николаев Н.А., Потатуркин О.И. Малогабаритный терагерцовый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера // Автометрия. 2010. Т.46. №3. С.110-116.
2. Antsygin V.D., Mamrashev A.A., Nikolaev N.A., Potaturkin O.I., et. al. Optical properties of borate crystals in terahertz regions // Optic Commun. 2013. V.309. P.333-337.

Я.В. ГРАЧЁВ, М.О. ОСИПОВА, В.Г. БЕСПАЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНЫ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМАХ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С РАЗРЕШЕНИЕМ ВО ВРЕМЕНИ

В работе описывается метод определения границ спектра в системах импульсной терагерцовой (ТГц) спектроскопии, в пределах которых измерения достоверны. Разработанный метод прост и универсален, подходит для всех импульсных ТГц спектрометров, позволяющих изменять мощность ТГц излучения.

В бурно развивающейся оптике ТГц излучения очень важным параметром является ширина спектрального диапазона системы [1]. Достоверность измерений подтверждается, в основном, статистически, однако, снижает практическую применимость импульсной ТГц спектроскопии из-за продолжительности измерений. Предлагаемый метод позволяет один раз определить достоверный спектральный диапазон системы и далее проводить однократные измерения.

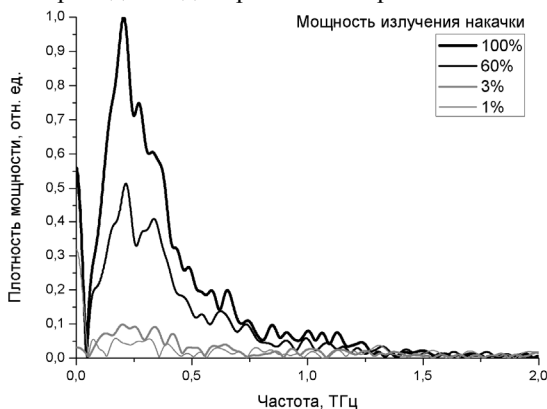


Рис. 1. Экспериментальные спектры плотности мощности ТГц излучения при различных значениях мощности возбуждающего излучения

В методе необходима возможность изменения мощность ТГц излучения (например, набор светофильтров в луче накачки, создающей ТГц излучение). Мощность излучения накачки изменяется от 100 до 0% и

для каждого значения измеряется временная форма создаваемого терагерцового импульса. Далее, путем прямого преобразования Фурье вычисляется спектральная плотность мощности терагерцовых импульсов при различных значениях мощности накачки (см. рис. 1).

Зависимость мощности ТГц излучения от излучения накачки линейно аппроксимируется на каждой частоте в спектральном представлении. Существует область, где угол наклона аппроксимирующей прямой положителен (положительное значение производной от линейной функции) и область, где значение производной нулевое или отрицательное, так как терагерцовое излучение в таких частотных областях не генерируется и нет зависимости мощности ТГц излучения от мощности излучения накачки. Спектр производной с положительным значением приведен на рис. 2. Граничными частотами достоверной области спектрометра в данном случае являются 0,045 и 1,27 ТГц.

Таким образом, проблема определения рабочего спектрального диапазона прибора для достоверных исследований решается путем проведения несложного исследования. В общем случае, данный метод применим в любых системах спектроскопии с разрешением во времени, позволяющих варьировать мощность генерируемого терагерцового излучения.

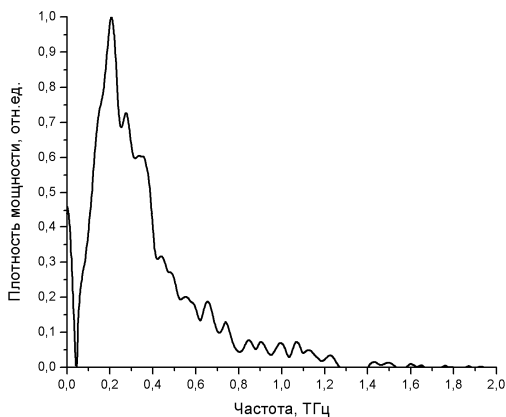


Рис. 2. Спектр положительного значения производной линейной функции, аппроксимирующей зависимость спектральной мощности ТГц излучения от мощности возбуждающего излучения

Список литературы

1. Zhang X.-C., Xu. J. Introduction to THz wave photonics. Springer Science+Business Media, 2009.

С.А. ХАРЧЕНКО, В.В. ГАЛУЦКИЙ, В.Ф. КУЗОРА,
Е.В. СТРОГАНОВА, Н.А. ЯКОВЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГРАДИЕНТНОГО НИОБАТА ЛИТИЯ

Приведены результаты сравнительного экспериментального исследования спектров коэффициента преломления однородно легированного и градиентно легированного ионами эрбия ниобата лития в терагерцовом диапазоне спектра.

Успехи в широком использовании ниобата лития для преобразования лазерного излучения в оптическом и ближнем ИК-диапазоне связаны с PPLN преобразователями. Применение в качестве нелинейного материала ниобата лития с градиентом состава для PPLN может приводить к изменениям в условиях квазисинхронизма и эффективности работы преобразователя. Подобное явление, изменение эффективности преобразования оптического излучения из-за зависимости дисперсии от состава кристалла, может наблюдаться и в других потенциально важных диапазонах спектра прозрачности ниобата лития. Одним из таких диапазонов является терагерцовый диапазон.

Для эксперимента использовались кристаллы ниобата лития, номинально чистые или активированные редкоземельными ионами. Кристаллы были выращены методом Чохральского с жидкостной подпиткой и имели градиент состава по длине кристалла[1]. Измерения терагерцовых спектров поглощения и преломления проводились на терагерцовом спектрометре TeraK15 Kit. Помимо этого были измерены спектры поглощения ОН-групп однородно легированного в средней ИК, а также в ТГц спектральной области с шагом 2 мм по длине кристалла. Результаты представлены на рис. 1 и на рис. 2.

Измерения были выполнены для кристаллов конгруэнтного ниобата лития (рис. 2) и градиентно легированного ионами эрбия, концентрация менялась от 4 ат.% (точка 1) до 2 ат.% (точка 3) (рис. 1). Для уменьшения влияния паров воды на регистрируемый сигнал камера спектрометра продувалась аргоном.

На представленных графиках видно, что оптические свойства градиентного кристалла LiNbO_3 имеют явно выраженную координатную зависимость, связанную с вхождением ионов эрбия на позиции ионов лития, деформации кристаллической решетки, изменению силы

взаимодействия электронов с кристаллическим полем и изменению коэффициента преломления в ТГц части спектра.

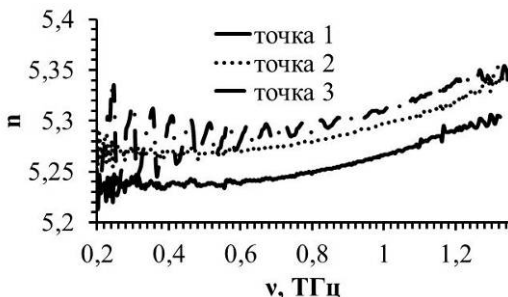
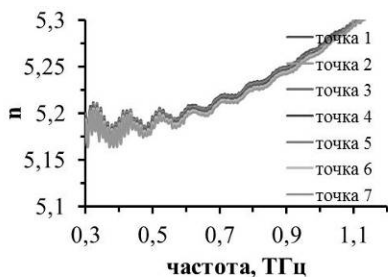
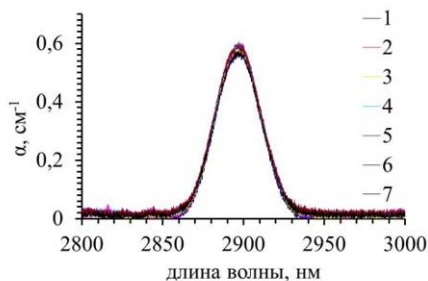


Рис. 1. Координатная зависимость оптических свойств градиентного кристалла LiNbO_3 в ТГц области спектра



а)



б)

Рис. 2. Координатная зависимость ТГц спектров коэффициента преломления однородно легированного кристалла LiNbO_3 (а) и спектров поглощения ОН групп (б)

Таким образом, наличие градиента состава кристалла ниобата лития, который отчетливо проявляется в видимой части спектра, в спектре полос поглощения ОН групп, обнаруживается и в терагерцовом диапазоне спектра. Данный факт следует принимать во внимание при рассмотрении вопросов согласования фазовых скоростей взаимодействующих волн в терагерцовом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития КубГУ.

Список литературы

1. Galutskiy V.V., Vatlina M.I., Stroganova E.V. // J. Crystal Growth. 2009. V.311 P.1190.

С.В. ДАЙНЕКО, И.Л. МАРТЫНОВ, А.А. ЧИСТЯКОВ,
П.С. САМОХВАЛОВ, В.Р. НИКИТЕНКО, Д.А. ЛЫПЕНКО¹,
Е.И. МАЛЫЦЕВ¹

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва*

ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕТОДИОДЫ С АКТИВНЫМ СЛОЕМ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/ZnS

В работе представлены результаты исследований по созданию органических светодиодов с активным слоем на основе квантовых точек CdSe/ZnS. Обсуждается влияние поверхностных лигандов квантовых точек на характеристики электролюминесценции разработанных структур.

Благодаря своим уникальным свойствам, таким, как зависимость длины волны излучения от размера и узкому спектру люминесценции, квантовые точки (QD) нашли широкое применение в оптоэлектронной технике. Так, в последнее время интенсивно разрабатываются гибридные светодиоды, которые в качестве активного излучающего слоя используют QD. В таких устройствах посредством инжекции электронов и дырок из слоев органических полупроводников в КТ наблюдается электролюминесценция (ЭЛ) [1, 2]. КТ нашли широкое применение в качестве преобразователей света у светодиодов с синим спектром ЭЛ, например InGaN [3, 4]. При этом генерируется излучение различного цвета, включая белым.

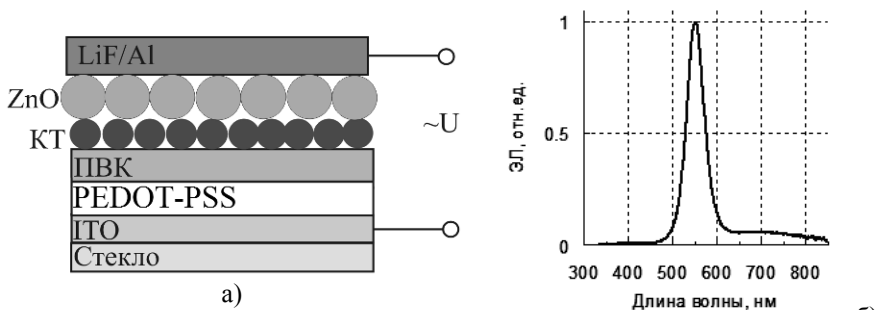


Рис. 1. Структура (а) и нормированный спектр (б) электролюминесценции QD-OLED

В рамках настоящей работы созданы органические светодиоды с активным слоем на основе QD CdSe/ZnS. Изучено влияние типа поверхностных лигандов QD на характеристики электролюминесценции у подобных структур.

В качестве дырочного слоя выбрали поли-9-винилкарбазол (ПВК). Поскольку его дырочный уровень равен – 5.8 эВ, он может эффективно инжектировать дырки в QD. В качестве растворителя для QD мы выбрали гексан, поскольку ПВК в нем нерастворим. Схема разработанного нами светодиода представлена на рис. 1а. Слои ПВК, КТ CdSe/ZnS и наночастиц ZnO наносились методом вращающей подложки, последовательно друг за другом. Далее сверху напылялся тонкий слой LiF, а затем Al. КТ CdSe/ZnS и нанокристаллы ZnO были синтезированы в нашей лаборатории. Слой из нанокристаллов ZnO использовался для транспорта электронов. Квантовый выход КТ CdSe/ZnS был достаточно высок (~90%), для создания эффективных светодиодов на их основе. На рис. 1 представлен спектр электролюминесценции разработанного светодиода, видно, что спектр представляет узкую линию люминесценции с максимумом $\lambda = 550$ нм.

Как известно на эффективность органического светоизлучающего диода (OLED) на основе QD оказывает влияние не только транспортные слои полимеров, но и лиганды на поверхности КТ. Изменяя поверхностное окружение QD можно изменить подвижность заряда между QD в слоях на их основе. Для этого мы использовали несколько поверхностно активных лигандов для изменения параметра проводимости в слое QD и изучили влияние их на характеристики QD-OLED.

Список литературы

1. Anikeeva P.O., Halpert J.E., Bawendi M.G., Bulovic V. // Nano Lett. 2009. V.9. P.2532.
2. Lee Ki.-H., Lee J.-H., Song W.-S., et. al. // Am. Chem. Soc. 2013. V.7(8). P.7295–7302.
3. Jang H.S., Yang H., Kim S.W., et. al. // Adv. Mater. 2008. V.20. P.2696.
4. Nizamoglu S., Zengin G., Demir H.V. // Appl. Phys. Lett. 2008. V.92. 031102.

Е.П. ПОЖИДАЕВ, М.В. МИНЧЕНКО, С.И. ТОРГОВА
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМАЯ ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА В СПИРАЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Показана возможность непрерывной и безгистерезисной электроуправляемой модуляции фазы линейно поляризованного света от 0 до 2π в спиральных наноструктурах жидкокристаллических сегнетоэлектриков без изменения эллиптичности света при частоте модуляции до 1 кГц.

Физические эффекты (эффект Поккельса, акустооптика), используемые в настоящее время для фазовой модуляции света с непрерывным изменением фазы от 0 до 2π , характеризуются либо большими, до десятков кВ, напряжениями и большими размерами модуляционных элементов, либо малыми (не более 25 Гц) частотами, как при использовании S- или V-эффектов в немагнитических жидких кристаллах (НЖК). Жидкокристаллические сегнетоэлектрики (ЖКС), несмотря на высокое быстродействие, на 2 порядка большее, чем у НЖК, до недавнего времени не рассматривались в качестве материалов для фазовой модуляции. Это объясняется тем, что при планарной ориентации ЖКС происходит не только фазовая, но и амплитудная модуляция падающего света с изменением его эллиптичности [1].

В работе для достижения электроуправляемой фазовой модуляции света предлагается использование ЖКС с шагом спирали 100 – 200 нм, в гомеотропной ориентации и в режиме DHF-эффекта [2]. Нами экспериментально и теоретически показано [3], что если шаг спирали много меньше длины волны света, то в DHF-эффекте наблюдается явление квадратичной по полю двуслойной оптической анизотропии (рис. 1). При трансформации эллипсоида эффективных показателей преломления спиральной структуры две оси эллипсоида, лежащие в плоскости XZ, перпендикулярной приложенному полю, изменяются по величине, не выходя из этой плоскости [3]. Вследствие этого, в плоскости XZ наблюдается модуляция показателя преломления (а не двулучепреломления) поляризованного света, что с точки зрения оптики эквивалентно V-эффекту в НЖК, но при этом время отклика порядка 100 мкс. Это делает возможным применение таких сред для чисто фазовой модуляции линейно-поляризованного света без изменения состояния его эллиптичности и при частоте модуляции порядка 10³ Гц (рис. 2).

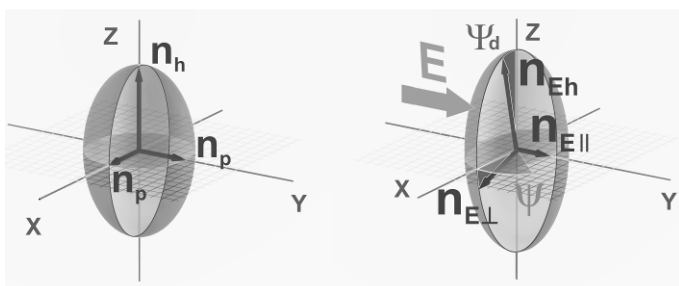


Рис. 1. Схематическое изображение эллипсоидов эффективных показателей преломления спиральной наноструктуры жидкокристаллического сегнетоэлектрика [3]: слева в отсутствии электрического поля, справа в электрическом поле \mathbf{E} , когда $n_{E\perp} \neq n_{E\parallel} \neq n_{Eh}$

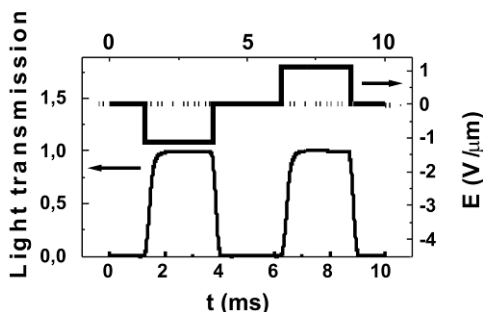


Рис. 2. График зависимости светопропускания от приложенного электрического поля в скрещенных поляризаторах

При увеличении толщины слоя в 2 раза, длина волны резонанса смещается до 514.9 нм, интенсивность увеличивается в 116 раз. При увеличении толщины еще в 2 раза – до 516.1 нм и в 462 раза соответственно. При несинусоидальном профиле результаты отличаются, в основном, численными изменениями.

Список литературы

1. Lagerwall S.T. Ferroelectric and Antiferroelectric Liquid Crystals. Germany: WILEY-VCH Verlag GmbH, 1999. P.241-257.
2. Beresnev L.A., Chigrinov V.G., Dergachev D.I., Poshidaev E.P., Funfshilling J., Schadt M. Deformed helix ferroelectric liquid crystal display – a new electrooptic mode in ferroelectric smectic C* liquid crystals // Liquid Crystals. 1989. V.5. N4. P.1171-1177.
3. Pozhidaev E.P., Kiselev A.D., Schrivastava A.K., Chigrinov V.G., Kwok H.S., Minchenko M.V. Orientational Kerr effect and phase modulation of light in deformed-helix ferroelectric liquid crystals with subwavelength pitch // Phys. Rev. E. 2013. V.87. 052502.

П.С. ГОНЧАРОВА, В.В. КРИШТОП, А.И. ЛИВАШВИЛИ,
Д.С. ФАЛЕЕВ, В.А. ЛЕБЕДЕВ¹

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

*¹Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет,
филиал в п. Ванино*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ УГЛОВОЙ АПЕРТУРЫ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

В работе рассмотрен способ определения предельной угловой апертуры электрооптического модулятора. Данный способ основан на математическом расчете среза коноскопической картины для любой длины волны.

Расходимость световых пучков ограничивает эффективность модуляции в электрооптических модуляторах, использующих анизотропные кристаллы [1]. Важно знать предельную угловую апертуру электрооптических модуляторов, при нахождении которой многие исследователи сталкивались с некоторыми трудностями [2]. В работе рассмотрен простой и достаточно эффективный расчет угловой апертуры для электрооптической модуляции. Данный расчет подтверждается способом определения угловых апертурных характеристик амплитудных модуляторов при помощи коноскопических картин [3].

Нами рассмотрен случай, когда излучение падает на анизотропный кристалл ниобата лития под некоторым углом α , а оптическая ось кристалла Z ориентирована параллельно входной грани кристалла (рис. 1).

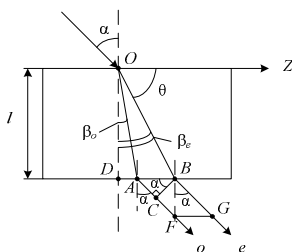


Рис. 1. Распространение излучения в анизотропном кристалле: α – угол падения излучения; β_o – угол преломления обыкновенного (o) луча; β_e – угол преломления необыкновенного (e) луча; θ - угол между направлением распространения необыкновенного луча и оптической осью Z кристалла; l – длина кристалла

При прохождении узкого пучка естественного света через анизотропный кристалл происходит его разделение на два пучка. Зная

разность фаз между этими пучками, можно оценить выходную интенсивность излучения, то есть результат интерференции выходных лучей $I \sim \cos(\Delta\varphi)^2$, где $\Delta\varphi = 2\pi/\lambda_i \{ l_0 + l \sin \alpha (tg\beta_e - tg\beta_o) - l_e \}$.

Так как оптическая ось кристалла перпендикулярна направлению распространения излучения, то коноскопическая картина будет представлять собой чередование гипербол, а интенсивность вдоль плоскости XY представлена на рис. 2а.

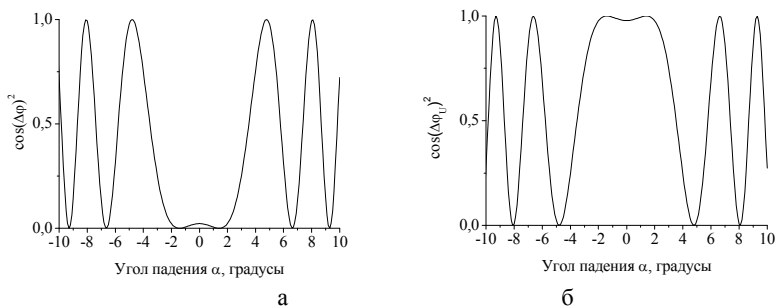


Рис. 2. Зависимость интенсивности расходящегося излучения от угла падения в плоскости XY: без внешнего напряжения (а), при напряжении (б)

Приложение внешнего электрического напряжения приводит к изменению разность фаз $\Delta\varphi_U$, а следовательно и изменению распределения интенсивности (рис. 2б). Расчеты показали, что угловая апертура в данном случае составляет около трех градусов, как и для распределения интенсивности по углу в плоскости YZ [4]. Таким образом, угловая характеристика электрооптической модуляции не зависит от того вдоль какой оси кристалла распространяется излучение и прикладывается внешнее электрическое поле.

Список литературы

1. Бережной А.А. Анизотропия электрооптического взаимодействия в кристаллах LiNbO_3 // Оптика и спектроскопия. 2002. Т.92. №3. С.503.
2. Бережной А.А., Плахотнин Е.Н. Исследование многоканальной модуляции оптического излучения в кристаллах ниобата лития // Журнал оптической физики. 1990. Т.60. №11. С.142-146.
3. Криштоп В.В., Строганов В.И. Измерение угла между оптическими осями кристалла ниобата лития, помещенного во внешнее электрическое поле // Бюллетень научных сообщений /под ред. В.И. Строганова. 1998. №3. С.87–89.
4. Andreev P.S., Pikul O.Yu., Kovalenko L.L., et.al. Control of radiation ellipticity by rotation of a plane-parallel crystal plate // Russian Physics Journal. 2008. V.51. №11. P.1239-1241.

Л.Я. СЕРЕБРЕННИКОВ, В.А. КРАКОВСКИЙ, И.А. ПАРГАЧЁВ,
С.М. ШАНДАРОВ, М.В. ЧУМАНОВ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ РКТП

Исследован акустооптический модулятор, основанный на высокоомном кристалле КТП (RKTP) с тонкопленочной периодической возбуждающей структурой типа встречно-штыревого пьезопреобразователя (ВШП) на поверхности.

Существует множество материалов используемых в акустооптических модуляторах. Материалы для акустооптики (АО) можно разделить по признакам удобства технологической реализации на два класса: обладающие и не обладающие собственными пьезоэлектрическими свойствами. Пьезоэлектрики позволяют возбуждать акустические волны непосредственно с поверхности оптического материала, например периодической структурой из металлических электродов. Из них наиболее распространенным, благодаря удачному сочетанию пьезоэлектрических и акустооптических свойств является ниобат лития. АО модуляторы с поверхностным возбуждением акустических волн работают в высокочастотной части частотного спектра. Главным недостатком большинства АО материалов является малая оптическая прочность (20 МВт/см^2 для ниобата лития), что ограничивает их использование с мощными источниками излучения.

Высокоомный кристалл RKTP производства компании «Кристалл Т» обладает высокой оптической прочностью (2500 МВт/см^2) [1], является пьезоэлектриком и имеет относительно высокий показатель акустооптического качества. Полезным качеством RKTP является высокая скорость распространения акустической волны ($\sim 7.4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$) [2], что обеспечивает повышенное быстродействие таких устройств, как АО модуляторов, в том числе модуляторов добротности лазерных резонаторов. Кроме того, кристаллы семейства КТП негигроскопичны, химически устойчивы и прозрачны в широком диапазоне длин волн ($0.4 \div 4.5 \text{ мкм}$). Такой набор электрофизических и оптических свойств кристаллов RKTP представляет возможность рассматривать АО модуляторы на RKTP в качестве хорошей альтернативы для АО модуляторов, использующих другие материалы.

Изготовлен широкополосный АО дефлектор из кристалла РКТР для использования в анализаторе спектра радиочастот. Встречно-штыревой преобразователь, сформирован на одной из граней z-среза кристалла. Штыри в ВШП располагаются с периодом $h = 0,4$ мм и общей длиной набора $L = 8,4$ мм. Упрощенный расчет [3, 4] центральной частоты (f_0) и ширины рабочего частотного диапазона (Δf) на длине волны $\lambda = 532$ нм для изготовленного модулятора дает значения $f_0 = 679$ МГц и $\Delta f = 414$ МГц.

На рис. 1 приведена зависимость интенсивности дифрагированного пучка от частоты сигнала, полученная с помощью измерителя частотных характеристик. Диапазон развертки по частоте от 600 МГц до 1200 МГц. На диаграмме частотные метки расположены с периодом 100 МГц.

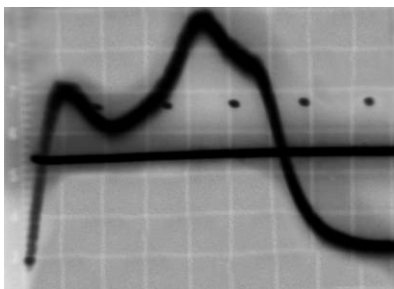


Рис. 1. Полоса рабочих частот акустооптического модулятора

Была получена дифракция света в кристалле семейства КТР на объемных акустических волнах, возбужденных с поверхности кристалла. Авторам работы неизвестны публикации, отражающие факт реализации широкополосных АО модуляторов основанных на кристаллах семейства КТР в подобной конфигурации. Для полученного модулятора была измерена рабочая полоса, которая примерно составляет 400 МГц в диапазоне от 550 до 950 МГц, что совпадает с расчетными значениями.

Список литературы

1. Кристаллы семейства КТР [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://crystal.ru/index.php/ru/productsru/crystalktrru>, свободный (дата обращения: 13.11.2013).
2. Zubrinov I.I., Sapozhnikov V.K., Pestrykov E.V., Atuchin V.V. Elastic and elastoopic properties of KTiOPO_4 // Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics. 2003. V.249.
3. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Советское радио, 1978.
4. Пуговкин А.В., Серебренников Л.Я., Шандаров С.М. Введение в оптическую обработку информации. Т.: Изд-во ТГУ, 1981.

И.Б. КУТУЗА, В.Э. ПОЖАР, В.И. ПУСТОВОЙТ

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

О МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЛОШНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ДЛЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ

В работе описан метод измерения оптических спектров при использовании акустооптических спектрометров. Метод основан на теореме отсчетов и позволяет восстановить спектр в каждой точке диапазона по дискретным отсчетам. Проведен анализ влияния различных факторов на точность определения спектральных данных.

Свойство, называемое быстрым произвольным спектральным доступом (random spectral access), является уникальным и составляет принципиальное отличие спектрометров на акустооптических (АО) фильтрах от классических спектрометров на дифракционных решетках [1]. Поэтому АО спектрометры позволяют реализовать произвольный алгоритм измерения спектра с последовательной регистрацией, что ставит проблему выбора наилучшего из всего множества возможных алгоритмов.

Решение этой проблемы основано на сглаживающих свойствах [2] аппаратной функции АО спектрометров $h = \text{sinc}^2(v-v_f)$, которая является ядром уравнения измерения спектра оптического излучения

$$s = g * h$$

(g – измеряемая спектральная функция, s – спектрограмма, регистрируемая спектрометром, v – спектральная координата (волновое число, см^{-1}), v_f – центр окна аппаратной функции (АФ), задаваемый частотой ультразвука f). Сглаживание спектра g приводит к финитности фурье-образа спектрограммы, и это определяет выделенный алгоритм измерения: он заключается в измерении g на множестве эквидистантных точек $v_m = mv_d$ (m – целое) и восстановлении по этим отсчетам $s_m \equiv s(v_m)$ спектрограммы s в любой точке спектра по формуле

$$s(v) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} s_m \text{Sinc} \left(\pi \left(\frac{v}{v_d} - m \right) \right),$$

где $v_d = 1/(2L_{\text{eff}})$, L_{eff} – эффективная длина, связанная с длиной АО взаимодействия.

Данный алгоритм определяет оптимальный (максимально допустимый) шаг перестройки по спектру и обоснованный алгоритм восстановления спектра (вместо простой интерполяции).

Проанализировано и вычислено влияние на погрешность такого измерения основных неисключаемых факторов: ограниченности длины измеренной спектрограммы, аддитивного шума и неточности адресации по спектру. Показано, что наиболее важной составляющей является последняя, возникающая по ряду причин: а) неточность поправочного температурного коэффициента; б) изменение температуры в процессе работы АО спектрометра (вследствие выделения тепла акустической волной); в) неоднородный нагрев по сечению кристалла, не контролируемый поверхностным датчиком температуры.

Предложен и обоснован метод выбора оптимального шага перестройки ν_d с учетом этих эффектов и других факторов. По результатам анализа сформулированы требования к программно-методическому обеспечению АО спектрометров:

- 1) необходимость явным образом предоставить возможность выбора оптимальной процедуры;
- 2) необходимость обеспечить возможность автоматически вычислять значение в любой точке спектра;
- 3) необходимость давать оценку точности полученных результатов и влияния на нее различных факторов.

Полученные в работе результаты направлены на оптимизацию работы акустооптического спектрометра и на повышение достоверности измеряемых данных, гибкости используемых алгоритмов работы, эффективности проведения измерений. Разработанные подходы к обоснованию оптимальности алгоритмов проведения измерений могут быть применены не только к классическим АО спектрометрам, но и к АО приборам для регистрации спектральных изображений.

Список литературы

1. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. Об оптимальном алгоритме спектрального химического анализа с помощью акустооптических спектрометров // Электромагнитные волны и электронные системы. 1997. Т.2. N4. С.26-30.
2. Ананьев Е.Г., Пожар В.Э., Пустовойт В.И. Акустооптические методы измерения спектров оптического излучения // Оптика и спектроскопия. 1987. Т.62. С.159-165.
3. Кутуза И.Б., Пожар В.Э. Алгоритм измерения гладких спектров с помощью акустооптических спектрометров // Физические основы приборостроения. 2013. Т.2. №4. С.82-87.

А.В. ПЕРЧИК, В.Л. ТОЛСТОГУЗОВ,
В.Г. ЦЕПУЛИН, К.В. СТАСЕНКО
НОЦ “Фотоника и ИК техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МИКРОВИДЕОСПЕКТРОМЕТРЫ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Рассмотрены акустооптические микровидеоспектрометры на основе акустооптического фильтра для различных применений.

Акустооптический фильтр изображений работает следующим образом. В одноосном двулучепреломляющем кристалле (парателлурит, кварц и др.) с помощью пьезопреобразователя возбуждается ультразвуковая волна, которая за счет упругооптического эффекта наводит в среде периодическую структуру, состоящую из зон повышенного и пониженного показателя преломления для необыкновенного луча. Для проходящего через кристалл излучения такая структура рассматривается как фазовая дифракционная решётка. В результате взаимодействия в таком фильтре образуется дифрагированный пучок света на длине волны, определяемый частотой возбуждающего ультразвука. Этот пучок выделяется с помощью поляризатора.

Акустооптический фильтр встраивается в оптический тракт прибора (микроскопа, телескопа и т.д.) перед приемником изображений, на заданных длинах волн снимается последовательность спектральных изображений исследуемого объекта, из анализа которой судят об его особенностях.

На основе двойного акустооптического фильтра изображений и микрообъектива собран стенд, на котором получают спектральные изображения пленочных структур под различными углами, и разработан алгоритм определения по ним толщины пленочного покрытия. Разрабатывается математическая модель взаимодействия электромагнитного излучения с многослойными микроструктурами, учитывающая распределение коэффициентов магнитной и диэлектрической проницаемости, форму поверхностей плёночных структур, поляризацию, глубину фокусировки микрообъектива, шум приёмника и другие основные характеристики.

Использование двойной монохроматизации позволяет увеличить спектральный контраст видеоспектрометра и значительно уменьшить искажения вносимые фильтром.

На рис. 1 представлены спектральные изображения исследуемых пленок на разных длинах волн.

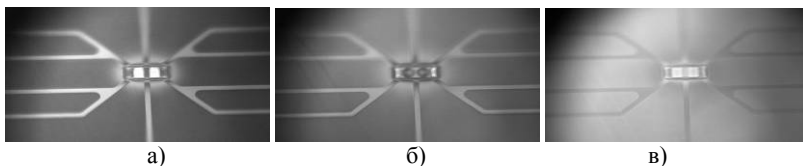


Рис. 1. Спектральные изображения пленочного покрытия на длине волны 430 нм (а), 500 нм (б), 640 нм (в)

Следующий спектрометр (рис. 2) собран на основе лабораторного микроскопа и предназначен для исследования микропрепаратов биологических клеток и тканей. Подобные исследования позволяют находить в исследуемых образцах интересные нас объекты (клетки, участки пораженной ткани) по их спектральным особенностям.

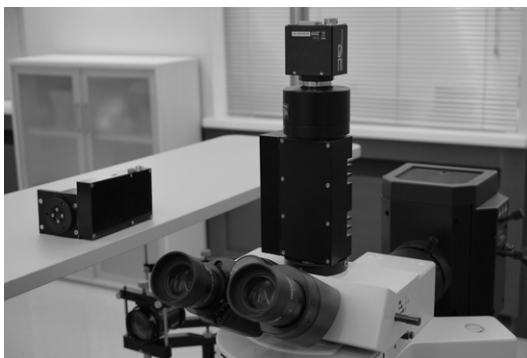


Рис. 2. Микровидеоспектрометр

Список литературы

1. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. Возможности создания новых систем видения на основе акустооптических видеоспектрометров // Радиотехника и электроника. 1996. Т.41. В.10. С.1272-1278.
2. Пустовойт В.И., Пожар В.Э., Отливанчик Е.А., Боритко С.В., Перчик А.В. и др. Современные средства и методы акустооптической спектрометрии // Успехи современной радиоэлектроники. №8. 2007. С.48-564.
3. Kim H., Gilmore C.M., Pique A., Horwitz J.S., Mattoussi H., Murata H., Kafafi Z.H., Chrisey D.B. // Journal Of Applied Physics. V.86. No.11. P.6451-6461.

В.И. БУСУРИН, П.С. АХЛАМОВ, Н.А. БЕРДЮГИН

*Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)***ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ
УСКОРЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО
ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА**

Предложена математическая модель преобразователя ускорения на основе оптического туннельного эффекта (ОТЭ). Исследованы зависимости мощности оптического излучения и выходного напряжения от ускорения.

Измерение ускорений в условиях агрессивных, взрывоопасных сред, а также в зонах повышенной температуры, которые являются характерными для объектов авиационной и космической техники, в частности, авиационных двигателей, может осуществляться с помощью кварцевых преобразователей, построенных на основе оптического туннельного эффекта (ОТЭ) [1].

Была разработана структура и математическая модель преобразователя ускорения на основе оптического туннельного эффекта и проведен анализ влияния конструктивных параметров воспринимающих элементов различной геометрической формы на характеристики преобразователя при воздействии ускорения. Для преобразователя ускорений целесообразно использовать воспринимающий элемент в виде балки, закреплённой с двух концов, или многолучевого упругого элемента. Деформация балки зависит от её конструктивных параметров: длины L_b и толщины балки h_b ; при этом прогиб балки не зависит от её ширины. При равномерной нагрузке прогиб w будет максимальным в середине балки и может быть рассчитан по формуле $w = \frac{q \cdot L^4}{384 \cdot E \cdot J}$, где E - модуль упругости, J

– момент инерции балки, $q = \frac{m \cdot a}{l}$, a - действующее на балку ускорение. Так, прогиб центра кварцевой балки при воздействующем ускорении $a = 150 g$, при толщине $h_m = 0.2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и длине $L_b = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ очень мал и равен $w = 5.31 \cdot 10^{-9} \text{ м}$. График зависимости прогиба центра балки от действующего ускорения представлен на рис. 1.

Для увеличения чувствительности преобразователя к ускорению, можно изменять размеры воспринимающего элемента. Более

эффективным является использование дополнительной точечной массы, расположенной на балке.

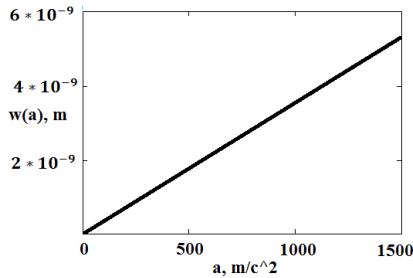


Рис. 1. График зависимость прогиба центра балки от действующего ускорения

Согласно результатам расчетов, прогиб такого воспринимающего элемента, нагруженного в центре балки точечным грузом, равным $10m$, где m - собственная масса балки, составляет $w = 2.18 * 10^{-7} \text{ м}$. На рис. 2 представлен график зависимости прогиба центра балки при $a = 150 \text{ g}$ от массы точечного груза. Дополнительная погрешность выходной величины преобразователя ускорения на основе ОТЭ также зависит от начального зазора преобразователя. Начальный зазор выбирается равным или близким к величине зазора, при котором преобразователь имеет максимальную чувствительность отражающей способности к перемещению упругого элемента.

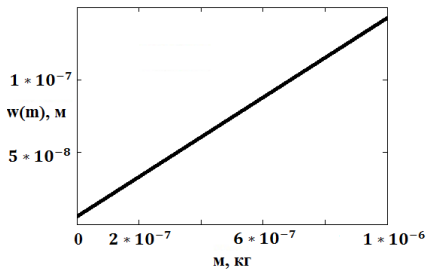


Рис. 2. График зависимости прогиба центра балки с грузом от массы точечного груза при $a = 150 \text{ g}$

Список литературы

1. Бусурин В.И., Казарьян А.В., Жеглов М.А., Звей Нэй Зо Моделирование преобразователя давления на основе оптического туннельного эффекта с настраиваемым диапазоном измерения // Вестник Московского Авиационного института., 2012. Т.19. №4. С.128-133.

Р.В. РОМАШКО^{1,2}, Т.А. ЕФИМОВ^{1,2}¹Институт автоматизи и процессов управления ДВО РАН, Владивосток²Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ СУБМИКРОМЕТРОВЫХ ОБЪЕКТОВ

В работе представлены результаты экспериментального применения адаптивного голографического интерферометра на основе динамической голограммы, формируемой в фоторефрактивном кристалле, для исследования колебаний объектов с поперечными размерами менее 1 мкм.

Важной задачей исследования микрообъектов является детектирование и измерение величины их колебаний и перемещений [1]. Для решения данной задачи в настоящей работе используется адаптивный голографический интерферометр, основанный на двухволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле (ФРК) [2]. В работе представлены результаты экспериментального применения адаптивного голографического интерферометра для исследования колебаний микрообъектов.

В качестве тестового образца использовался объект цилиндрической формы, сформированный на конце кварцевого волокна методом термического вытягивания. Снимок тестового образца показан на рис. 1.

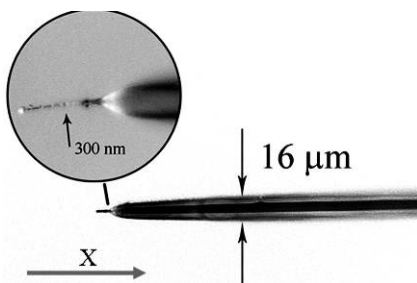


Рис. 1. Снимок исследуемого образца с поперечным диаметром 300 нм

Кварцевый световод, который служил основанием тестового образца, закреплялся на электродинамическом преобразователе, с помощью которого осуществлялась передача колебаний образцу. Амплитуда колебаний электродинамического преобразователя составляла 90 нм.

Объектный пучок интерферометра падал по нормали к боковой поверхности тестового образца. В свою очередь световод перемещался относительно объектного пучка вдоль своей оси (ось Z). На рис. 2 показана экспериментально полученная зависимость амплитуды сигнала, регистрируемого интерферометром от расстояния вдоль оси перемещения тестового образца. На рис. 2 видно, что на участке А сигнал демодуляции отсутствует. Далее сигнал резко возрастает (участок В), что соответствует попаданию объектного пучка интерферометра на тестовый образец. Падение сигнала в начале области С обусловлено формой образца, из-за которой объектный пучок отражается под большим углом и не попадает в интерферометр. Далее на участке С объектный пучок перемещается на основание тестового образца. Это отражается на экспериментальной зависимости как возрастание амплитуды сигнала.

Таким образом, в настоящей работе разработана и практически реализована система регистрации малых колебаний объектов с субмикронными размерами с помощью адаптивного интерферометра на основе динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле.

Исследования выполнены при поддержке Научного Фонда ДВФУ.

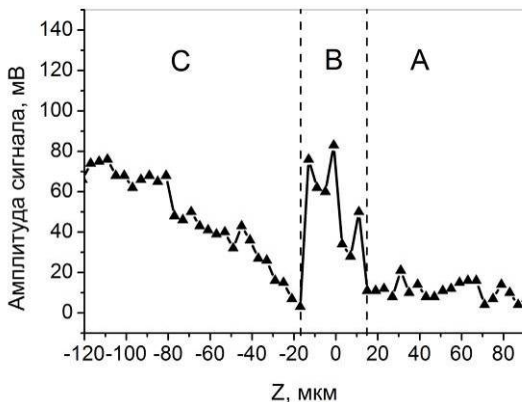


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала от расстояния вдоль оси

Список литературы

1. Sato M., Hubbard B.E., English L.Q., et al. Study of intrinsic localized vibrational modes in micromechanical oscillator arrays // CHAOS. 2003. V.13. No.2. P.702-715.
2. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., et al. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V // Optics Express. 2007. V.15. No.2. P.545-555.

В.В. ШЕПЕЛЕВИЧ, А.В. МАКАРЕВИЧ,
М.В. ДУБИНА, С.М. ШАНДАРОВ¹

*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
Беларусь*

¹*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СМЕШАННЫХ ГОЛОГРАММ В КРИСТАЛЛЕ ВТО

Проведено теоретическое изучение влияния абсорбционной составляющей голографической решетки на величину дифракционной эффективности смешанных голограмм, сформированных в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) среза (110).

В настоящее время известны работы, в которых наряду с фазовой голографической решеткой, сформированной в фоторефрактивном кристалле, рассматривается возможность одновременного существования амплитудной решетки (см., например, [1, 2]).

На основании этого, с учетом полученных экспериментальных данных [3], здесь представлены результаты теоретического расчета зависимости дифракционной эффективности η смешанных голографических решеток в кристалле ВТО среза (110) от ориентационного угла кристалла θ и азимута поляризации считывающего пучка ψ .

Значения дифракционной эффективности были получены путем численного решения системы уравнений связанных волн. При расчете угол Брэгга составлял 12° , коэффициент поглощения $\alpha = 35 \text{ м}^{-1}$, толщина кристалла $d = 10 \text{ мм}$; электрическое поле решетки $E_G = 4.75 \cdot 10^4 \text{ В/м}$. В случае чисто фазовой решетки амплитуда пространственной модуляции мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ_2 была равна 0, а в случае учета абсорбционной составляющей $\epsilon_2 = 2.3 \text{ м}^{-1}$ [3]. Остальные необходимые для расчета параметры кристалла были использованы из [4].

Полученные данные представлены на рисунке в цилиндрических координатах следующим образом. Радиальная координата соответствует величине дифракционной эффективности η при ориентационном угле кристалла θ , который задает значение полярного угла. Высота точек определяется значением азимута поляризации ψ считывающего пучка. Для связи с декартовыми координатами используем соотношения: $X = \eta \cos(\theta)$, $Y = \eta \sin(\theta)$; $Z = \psi$.

Из графических зависимостей видно, что при увеличении азимута поляризации считывающего пучка в обоих случаях происходит левостороннее смещение локальных максимумов дифракционной

эффективности. Однако в случае смешанных голограмм влияние фотохромного эффекта приводит к увеличению дифракционной эффективности при ориентационных углах кристалла, лежащих в интервале от 270° до 90° , о чем свидетельствует проекция полученной зависимости на плоскость XOY . Внешняя граница проекции является поляризационно-оптимизированной зависимостью дифракционной эффективности голограмм η^{\max} от ориентационного угла кристалла. Соответствующая зависимость η^{\min} определяет границу «вырезанной» из данной проекции центральной части.

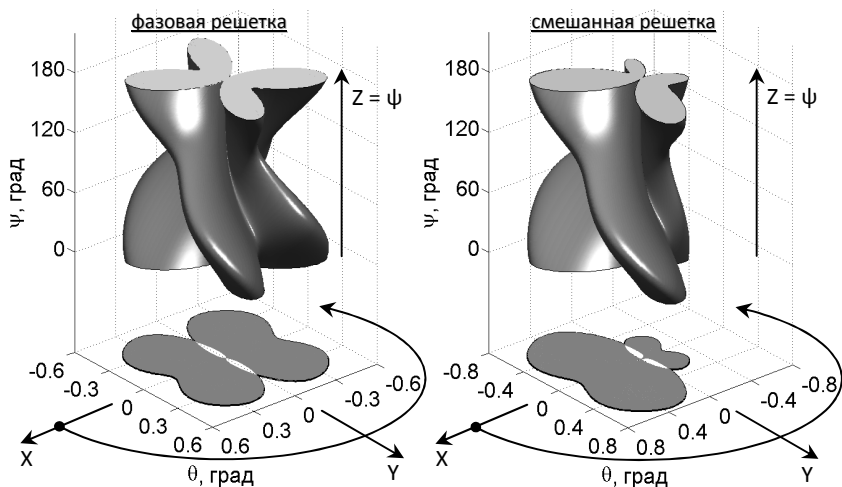


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности голограмм η , сформированных в кристалле ВТО среза (110), от ориентационного угла θ при различных азимутах поляризации ψ считывающего пучка

Работа выполнена в рамках задания 2.2.09 ГПНИ «Электроника и фотоника», а также договора № Ф12Р-222 БРФФИ и РФФИ.

Список литературы

1. Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буримов Н.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 85, № 12. С. 699–702.
2. Shandarov S.M., Shmakov S.S., Zuev P.V., et al. // J. Opt. Technol. 2013. V. 80, №7. P. 409–414.
3. Shepelevich V.V., Dubina M.V., Makarevich A.V., Shandarov S.M. // PR'13: International conference on photorefractive effects, materials and devices. Winchester, UK, 2013. P.103.
4. Shamonina E., Hu Yi, Kamenov V. P., et al. // Opt. Comm. 2000. V.180, №1-3. P.183–190.

А.Ю. БЫКОВСКИЙ¹, Б.Ю. РАГЕР*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»**¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

ГЕТЕРОГЕННАЯ МОДЕЛЬ ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ МОБИЛЬНЫМ АГЕНТОМ В СЕТЕЦЕНТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Обсуждается модель принятия решений беспилотным мобильным агентом, использующим лидар и систему зрения для оценки размеров препятствий.

Оптоэлектронные системы компьютерного зрения и лидары (сканирующие лазерные дальномеры) являются составной частью навигационной системы беспилотных мобильных агентов, создаваемых для так называемых сетецентрических систем [1]. При этом оценка размеров препятствий необходима для формирования цифровой карты местности, выбора маршрута и выбора списка маневров. Однако, из-за тепловых потоков в атмосфере, дождя, пыли и насекомых данные наземного лидара могут содержать ошибки и неточности.

В данной работе показано, что в задаче автономного выбора маршрута и маневрирования на незнакомой местности, обследуемой с помощью системы зрения и лидара, для более быстрой обработки неточных данных целесообразно использовать гетерогенные логические модели принятия решений, комбинирующие:

- a) двоичный алгоритм Дэйкстры поиска оптимального пути на графе,
- b) приближённое нечетко-логическое описание размеров препятствий,
- c) дискретное описание карты местности в виде логического выражения k -значной алгебры Аллена-Живона.

Общий метод выбора маршрута и необходимого списка маневров сводится к выбору оптимального пути на графе, в этих целях был создан программный эмулятор, отлаженный с помощью средства разработки приложений для мобильных платформ Qt SDK. Поскольку даже для настольной модели мобильного агента число анализируемых состояний графа достигало $\sim 10^{80}$, то для снижения размерности множества состояний агента при описании карты препятствий были использованы методы нечеткой логики. При этом все данные о препятствиях и соответствующие функции принадлежности $\mu(x)$ в итоге были сведены к упрощенной дискретной карте зон преодолемости препятствий. На рис. 1,а показан пример такой карты с 4-мя градациями (чем темнее ячейка, тем труднее ее преодолеть). С помощью алгоритма Дэйкстры сперва был

найден кратчайший маршрут (А - начальная точка, В - конечная точка), а затем с помощью отдельного графа состояний агента, число которых удалось снизить до 10^6 , был вычислен список необходимых маневров агента. Для реализации необходимых локальных отклонений от маршрута, а также чтобы упростить контроль точности выполнения маневров, в устройстве принятия решений удобно использовать представление карты местности в виде логической функции алгебры Аллена-Живона [3], заданной для n переменных и k логических уровней:

$$F(x_1, \dots, x_n) = (1 * X_1(a^1_{11}, b^1_{11}) * \dots * X_n(\dots) + \dots + (k-1) * X_1(\dots) * \dots * X_n(\dots)) + \quad (1) \\ + (1 * X_1(a^2_{11}, b^2_{11}) * \dots * X_n(\dots) + \dots + (k-1) * X_1(\dots) * \dots * X_n(\dots)) + \dots$$

Если в модели цифровой карты вида (1) записан маршрут, показанный на рис. 1а сплошными стрелками, то при необходимости в виде набора минтермов к модели можно также добавить альтернативный вариант маршрута, показанный пунктирными стрелками. Для этого его потребуется записать в виде отдельной таблицы истинности (см. рис. 1,б) и вычислить дополнительный набор минтермов функции $F_a(x, y)$. При этом функцию сопоставления (корреляции) двух произвольных маршрутов можно описать специальной библиотечной логической функцией.

Предлагаемая гетерогенная модель позволяет интегрировать данные навигационных устройств в общую модель поведения, обеспечив гибкую регулировку параметров позиционирования агента.

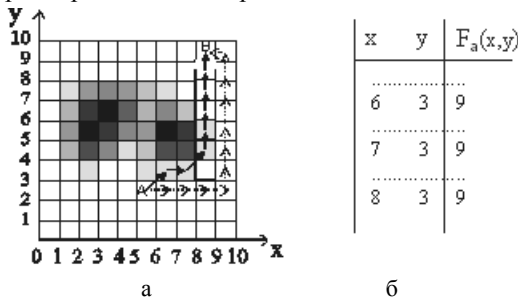


Рис. 1. Пример карты преодолемости препятствий, 4 степени почернения ячеек указывают уровни преодолемости (а), фрагмент таблицы истинности функции $F_a(x, y)$ для горизонтальной части альтернативного маршрута (б)

Список литературы

1. Затуливетер Ю.С. Труды конф. "Технические и программные средства систем управления, контроля и измерения". Москва: ИПУ, 2010. С.000493.
2. Быковский А.Ю. Метод моделирования цифровых карт на основе дискретной многозначной логики. Краткие сообщения по физике. 2013, N10.

В.Н. БЕРЕЖНОЙ¹, М.С. ЗАХАРОВ², С.М. ЗАХАРОВ
Институт электронных управляющих машин им. И.С. Брука, Москва
¹ЗАО «Нейролаб», Москва
²ЗАО «Сбербанк – Технологии», Москва

СПЕКТРАЛЬНО–ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА СИГНАЛОВ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИИ

В работе представлена методология спектрально-временного анализа сигналов пульсовой волны, полученных методом фотоплетизмографии.

В работе исследованы динамические спектральные свойства сигналов пульсовой волны (ПВ), снятых методом фотоплетизмографии (ФПГ). Фотоплетизмограмма регистрировалась с помощью устройства «Биомышь», разработанного в компании «Нейролаб». Основная идея обработки сигналов ПВ состояла в использовании преобразования Фурье «оконного типа», связанного с некоторой потерей спектрального разрешения при уменьшении временного интервала исследования. При этом возникала возможность изучения нестационарных процессов установления адаптационных особенностей организма.

На рис. 1 представлена спектрограмма Фурье здорового человека. Гармоники, кратные основной частоте (0,89 Гц) быстро убывают по интенсивности. В целом спектр является хорошо упорядоченным.

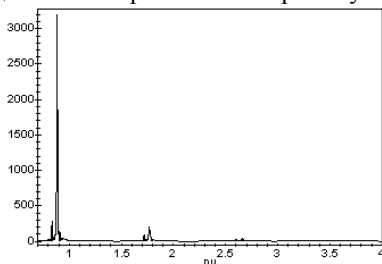


Рис. 1. Спектр Фурье пульсовой волны здорового человека (упорядоченная структура), пульс 54 уд/мин., значение энтропии по Шеннону $H=2,3$, по оси абсцисс отложена частота в Гц, по оси ординат спектральная плотность мощности в отн. ед.

На рис. 2 показаны спектрограммы, соответствующие рис. 1 в динамике в различные моменты времени вблизи основной частоты. Заметны изменения достаточно регулярного характера, связанные со своеобразными осцилляциями энергии в отдельных спектральных

компонентах. Данные осцилляции обнаружены для всех спектральных компонентов во всех порядках спектра. На рис. 3 представлен спектрограмма Фурье для пациента с выраженной патологией. Следует отметить неупорядоченный характер структуры. Кроме того, отдельные спектральные компоненты весьма хаотичны как по времени, так и по интенсивности. Данные особенности хорошо заметны на рис. 4, где показана динамика спектров во времени.

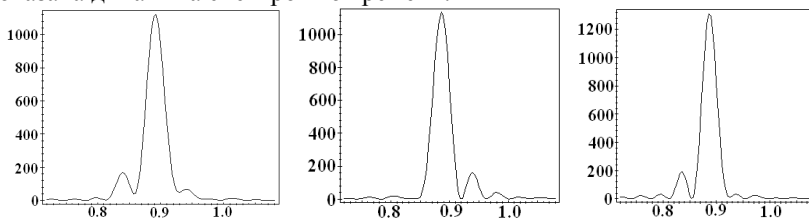


Рис. 2. Спектрограммы Фурье «оконного типа» вблизи основной частоты в различные моменты времени (слева направо $t = 4,1$ с; $12,3$ с; $20,5$ с)

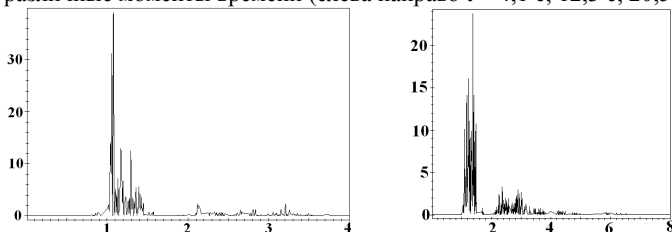


Рис. 3. Спектрограммы Фурье одного и того же пациента с выраженной патологией (неупорядоченные структуры, записаны с интервалом 6 мин), энтропия $H = 5,6$

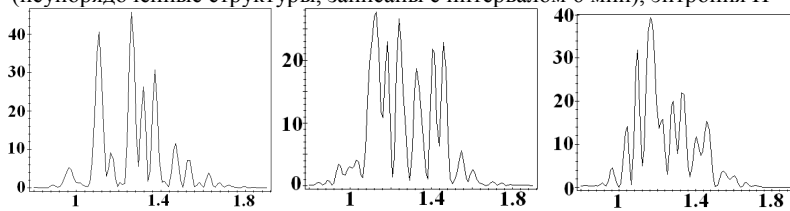


Рис. 4. Динамика во времени спектра, представленного на рис. 3 слева (слева направо $t = 0$; $6,5$; $9,7$ с)

Таким образом, рассмотренная спектральная динамика сигналов ПВ расширяет возможности использования метода вариабельности сердечного ритма (ВСР) в клинической практике и в донологической диагностике [1].

Список литературы

1. Баевский Р.М., Берсенева А.П. Введение в донологическую диагностику. М.: Слово, 2008.

Т.В. ЯКОВЛЕВА

Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН, Москва

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СИГНАЛА И ШУМА ПРИ АНАЛИЗЕ ОГИБАЮЩЕЙ В УСЛОВИЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАЙСА

В работе развит и строго математически обоснован новый теоретический метод обработки сигналов путем одновременного вычисления двух основных параметров случайного сигнала, формирующего изображение – величины математического ожидания ν и дисперсии σ^2 в условиях применимости статистической модели Райса. Определение обоих параметров анализируемого сигнала позволяет восстановить исходный, не искаженный шумом сигнал и тем самым эффективно решать задачу обработки изображения, формируемого Райсовским сигналом. Проведено численное моделирование задачи, результаты которого подтвердили полученные в работе теоретические выводы.

Возросший в последние годы интерес к решению задачи определения сигнала и шума в условиях применимости статистической модели Райса связан прежде всего с широким кругом технических и научных задач, которые описываются именно данной статистической моделью. К ним относятся те задачи, в которых выходной сигнал представляет собой сумму искомого исходного сигнала и случайного шума, образованного многими независимыми нормально-распределенными слагаемыми с нулевым средним значением, а измеряемой и анализируемой величиной является амплитуда, или огибающая суммарного сигнала. Амплитуда, или огибающая, такого суммарного сигнала, как известно, подчиняется статистическому распределению Райса, [1, 2].

Предлагаемый метод расчета основан на использовании принципа максимума правдоподобия, который состоит в определении тех значений искомых параметров, которые максимизируют функцию правдоподобия. Выведена система уравнений для искомых параметров ν и σ^2 , [3]:

$$\begin{cases} \nu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \cdot \tilde{I}\left(\frac{x_i \nu}{\sigma^2}\right) \\ \sigma^2 = \frac{1}{2 \cdot n} \sum_{i=1}^n (x_i^2 + \nu^2) - \frac{\nu}{n} \sum_{i=1}^n x_i \cdot \tilde{I}\left(\frac{x_i \nu}{\sigma^2}\right) \end{cases}$$

где x_i – величина сигнала i -ой выборки при измерении данных для последующей обработки изображения; n – количество элементов в выборке, $\tilde{I}(z) = \frac{I_1(z)}{I_0(z)}$ – отношение модифицированных функций Бесселя

первого рода первого и нулевого порядков. Доказано существование и единственность решения полученной системы уравнений. Важным результатом является тот факт, что решение данной системы двух нелинейных уравнений с двумя неизвестными удается свести к решению одного уравнения для одной неизвестной величины, что очень значимо с точки зрения практической реализации предлагаемого метода.

Полученные теоретические результаты были протестированы посредством математического моделирования. При проведении численного эксперимента моделировались случайные данные, подчиняющиеся распределению Райса. По созданным таким образом наборам данных проводились измерения параметров распределения с помощью различных методов. Эксперименты проводились при различных значениях длины выборки (от 4 до 64), усреднения проводились по 10^4 измерений.

С помощью метода максимума правдоподобия проводилась как традиционная однопараметрическая оценка параметра ν (при *a-priori* известном значении σ , [2]), так и оригинальная двухпараметрическая оценка сигнала ν и шума σ^2 для случая, когда оба статистических параметра задачи неизвестны, [3]. В результате численного моделирования задачи была выявлена важная особенность Райсовского распределения, состоящая в том, что как смещение, так и разброс значений вычисленного параметра математического ожидания ν значительно уменьшаются с ростом отношения сигнала к шуму, что объясняется следующим образом: чем больше отношение сигнала к шуму, тем более выражен максимум функции правдоподобия.

Список литературы

1. Rice S.O. Mathematical Analysis of Random Noise // Bell System Technical Journal. 1945. V.24. P.46–156.
2. Sijbers J, et. al. Maximum-likelihood estimation of rician distribution parameters // IEEE Transactions on Medical Imaging. 1998. V.17. No.3. P.357-361.
3. Yakovleva T.V., Kulberg N.S. Noise and signal estimation in MRI: Two-parametric analysis of rice-distributed data by means of the maximum likelihood approach // American Journal of Theoretical and Applied Statistics. 2013. V.2. No.3. P.67-79.

П.А. ИВАНОВ

*Ярославский государственный технический университет***СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ПИКОВ ДЛЯ СОСТАВНЫХ ФИЛЬТРОВ В ЗАДАЧАХ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

Приводятся результаты моделирования на ПЭВМ распознавания двумерных полутоновых изображений, подвергнутых преобразованию изменения масштаба, с помощью составных фильтров МСЭК, ГМСЭК, MINACE и DCCF.

Довольно популярным и привлекательным решением задач распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии (поворот, сдвиг, изменение масштаба, различные искажения формы распознаваемого объекта и т.п.) является применение оптико-электронных корреляторов изображений [1]. Основной функцией данного устройства является вычисление корреляционной функции входного изображения с эталоном, реализованным в виде голографического фильтра.

К сожалению, выбор в качестве эталона оригинала распознаваемого изображения является крайне неудачным. При корреляционном распознавании изображений, подвергнутых геометрическим преобразованиям (а в естественных условиях, например, при аэрофотосъемке, таковые есть всегда), выходной корреляционный пик резко деградирует при самых малейших изменениях геометрии распознаваемого объекта (за исключением преобразования сдвига, т.к. корреляционная функция обладает автоматической инвариантностью к этому типу преобразований). Весьма привлекательным подходом для решения задач распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии, являются алгоритмы синтеза фильтров на основе вычисления инвариантного параметра, в первую очередь, составных фильтров (типа МСЭК, ГМСЭК, MINACE, DCCF и их модификаций) [2]. Пример такого фильтра задается формулой:

$$H = A X (X^+ A X)^{-1} U .$$

В работе был проведен синтез на ПЭВМ и моделирование применения вышеуказанных фильтров при распознавании объектов, подвергнутых преобразованиям геометрии. В качестве среды моделирования был выбран программный пакет MatLab, как наиболее подходящий для

указанных задач. В качестве исходных изображений использовалась база данных полутоновых изображений, полученных путем фотосъемки, подвергнутых преобразованию изменения масштаба в диапазоне от -100% до +100% от первоначального с шагом в 1%, 5%, 10% и 15%, всего соответственно, 101, 21, 11 и 7 изображений (отдельно для увеличения и уменьшения масштаба). Моделирование показывает, что имеют место удовлетворительные результаты по количеству ошибок для распознавания изображений, подвергнутых данному типу преобразований (рис. 1). Наилучшие результаты получены при использовании фильтра DCCF (корреляционного фильтра с классификацией расстояния).

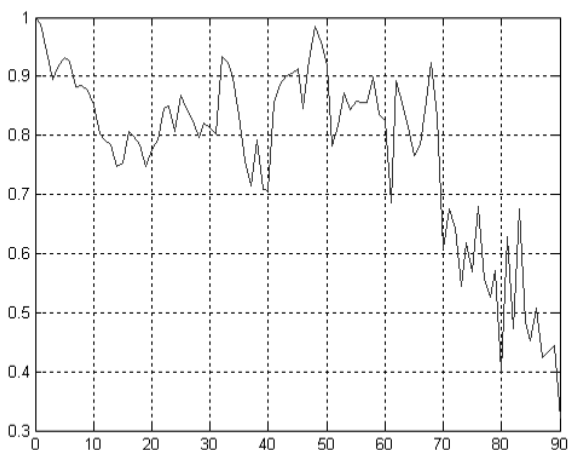


Рис. 1. Зависимость нормированной величины пика корреляции от величины изменения масштаба (уменьшение, %) входного объекта, шаг изменения масштаба -1%, разрешение 32x32

Также проведено моделирование распознавания объектов, принадлежащих к разным классам (“истинные” и “ложные” объекты). Результаты моделирования позволяют надеяться на успешное применение составных фильтров для подобного класса задач.

Список литературы

1. Евтихийев Н.Н., Евтихьева О.А., Компанец И.Н., Краснов А.Е., Кульчин Ю.Н., Одинокоев С.Б., Ринкевичюс Б.С. Информационная оптика. М.: Издательство МЭИ. 2000.
2. Vijaya Kumar B.V.K. Tutorial survey of composite filter design for optical correlators // Applied Optics. 1992. V.31. P.4773-4801.
3. Ivanov P.A. Comparison of correlation peaks characteristics for scaled images recognition using MACE, GMACE and MINACE filters // Proc. SPIE. 2013. V.8748. P.87480N.

Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, Е.К. ПЕТРОВА,
Р.С. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ МЕТРИК ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНВАРИАНТНЫХ ФИЛЬТРОВ С МИНИМУМОМ ШУМА И ЭНЕРГИИ КОРРЕЛЯЦИИ

Приводятся результаты исследований по выбору оптимальной корреляционной метрики в условиях реальной постановки задачи инвариантного корреляционного распознавания.

Удачный выбор корреляционной метрики (КМ) часто в значительной степени определяет успех корреляционного распознавания; особенно важным такой выбор является при применении инвариантных корреляционных фильтров (КФ), поскольку тип КФ и конкретные условия его синтеза определяют характеристики пиков получаемой корреляционной функции. К настоящему времени предложено значительное количество вариантов КМ и их модификаций.

Проведены исследования по применению КФ с минимумом шума и энергии корреляции (МШЭК) [4], условия задачи распознавания и синтеза КФ аналогичны обсуждавшимся в [5]. Проведено математическое моделирование распознавания изображений с применением КФ МШЭК и основных типов КМ. Создано программное обеспечение, выполняющее вычисление метрик «высота пика» и «отношение пик - энергия корреляции», «пик – склон».

Для применения исследуемых вариантов корреляционных метрик проведены оценки статистических характеристик распознавания. Значения вероятности ошибки в лучших случаях составляют 0,01% (при использовании высоты пика в качестве метрики) и 0,5% (при использовании метрики «пик-энергия корреляции») в зависимости от условий синтеза фильтра. Результаты моделирования позволяют определить оптимальные сочетания вариантов КФ и КМ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Список литературы

1. Ravichandran G., Casasent D. Minimum noise and correlation energy optical correlation filter // Appl.Opt. 1992. V.31. No11. P.1823-1833.
2. Evtikhiev N.N., Shaulskiy D.V., Zlokazov E.Yu., Starikov R.S. Variants of minimum correlation energy filters: comparative study // Proc. SPIE. 2012. V.8398. 83980G.

В.Г. ВОЛОСТНИКОВ, С.А. КИШКИН, С.П. КОТОВА
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

КОНТУРНЫЙ АНАЛИЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ. РАЗВИТИЕ МЕТОДА

В статье приводится новый подход к распознаванию контурных изображений, базирующийся на оптике спиральных пучков. Излагается и обосновывается алгоритм определения схожести контуров. Приводятся результаты численного моделирования, обзор достоинств и перспектив метода.

Задача распознавания изображений весьма обширна и нетривиальна. Традиционным инструментом в этой области, наравне с менее известными подходами, является контурный анализ, суть которого заключена в исследовании изображения как набора контуров. Существующие методы распознавания контурных изображений имеют ряд принципиальных недостатков. Однако часть из них можно решить, путем введения в рассмотрение объектов когерентной оптики – световых полей специального вида.

Поскольку работа находится в рамках контурного анализа, основополагающим объектом является контур – набор точек на плоскости. Его математическим описанием может служить плоская кривая $\zeta(t) = x(t) + iy(t)$, $t \in [0, T]$, где i – мнимая единица. Тогда согласно [1], можно рассмотреть упомянутые специфические световые поля – спиральные пучки в форме плоской кривой. Отличительной чертой таких объектов является то, что их распределение интенсивности сохраняется с точностью до масштаба и поворота при распространении в дальнюю зону.

Комплексная амплитуда указанных полей задается выражением

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

где ρ – гауссов параметр пучка, $\zeta(t)$ – порождающая кривая, а черта означает комплексное сопряжение.

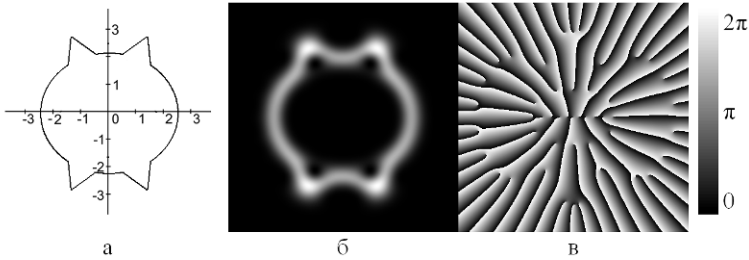


Рис. 1. Спиральный пучок в виде деформированного овала: образующая кривая (а), распределение интенсивности и фазы в «перетяжке» (б) и (в)

Опуская подробности, рассмотренные в нашей работе [2], можно указать, что такой комплексной амплитуде соответствует набор коэффициентов разложения $\{c_n\}$: $S(z, \bar{z} | \zeta(t)) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cdot \exp\left\{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}\right\} z^n$. Тогда легко ответить на вопрос, являются ли два контура одинаковыми, и если да, то определить их взаимный масштаб и поворот. Критерий прост, два контура одинаковы тогда и только тогда, когда коэффициенты разложения порожденных спиральных пучков таковы:

$$\forall n \in \overline{0, N}, \quad \frac{|c_n^{(1)}|}{|c_n^{(2)}|} = 1, \quad \varphi_n = \frac{1}{i} \ln \frac{c_{n+1}^{(1)} c_n^{(2)}}{c_{n+1}^{(2)} c_n^{(1)}} \equiv \alpha, \quad (2)$$

Таким образом, при наличии некой базы данных известных объектов предложенная схема реализует механизм идентификации распознаваемого контура. По сравнению с другими методами контурного анализа данный подход обладает рядом достоинств: решена проблема зависимости объектов, характеризующих контур (в нашем случае – коэффициентов c_n), от выбора начальной точки на кривой; найден простой критерий идентификации контура, а также определения сопутствующих параметров масштаба и поворота.

Данные теоретические идеи были подтверждены многократными численными моделированиями. Ведется исследование реакции предлагаемого подхода на деформации исходного контура, которые неизбежно появляются в реальных системах распознавания.

Список литературы

1. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010.
2. Волостников В.Г., Кишкин С.А., Котова С.П. Новый метод обработки контурных изображений на основе формализма спиральных пучков света // Квантовая электроника. 2013. Т.43. №7. С.646-650.

Н.Ю. МЫСИНА^{1,2}, Л.А. МАКСИМОВА¹, В.П. РЯБУХО^{1,2}

¹Институт проблем точной механики и управления РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТИ ФАЗ В СПЕКЛ-ПОЛЕ

В численном статистическом эксперименте показано, что разность фаз в двух точках спекл-поля в дальней области дифракции может принимать с наибольшей вероятностью значения 0 и π рад. Получены гистограммы статистического распределения разности фаз в двух точках спекл-поля.

Согласно [1], комплексная амплитуда развитого спекл-поля в произвольной точке пространства имеет гауссову статистику, а начальная фаза колебаний имеет равномерную плотность распределения вероятности в основном интервале $[0, 2\pi]$. В работе [2] показано, что в случае δ -коррелированного источника, распределение средней интенсивности по апертуре которого описывается четной функцией координат, разность фаз в двух точках спекл-поля в дальней зоне дифракции с наибольшей вероятностью принимает два значения – 0 и π радиан. Возможная причина возникновения неравномерности распределения разности фаз может быть связана с пространственными корреляционными свойствами спекл-поля. Знакопеременные осцилляции поперечной корреляционной функции спекл-поля статистически предопределяют в соответствующих точках поля разность фаз поля в π рад. Сильные осцилляции корреляции в рассеянном поле в дальней области дифракции формируются при использовании симметричных и периодических апертур источников (рис. 1).

Увеличение по модулю значений локальных максимумов корреляционной функции комплексной амплитуды соответствует увеличению значения локального максимума плотности распределения вероятности разности фаз. На рис. 2 представлены полученные в численном эксперименте гистограммы статистического распределения разности фаз в спекл-поле при расстоянии между точками, равном $1,5$ среднего размера спеклов. В этом случае точки при случайной выборке с наибольшей вероятностью попадают в соседние спеклы, наиболее вероятные значения для разности фаз находятся вблизи π радиан.

Изменение знака корреляционной функции спекл-поля позволяет предположить о наиболее вероятном изменении знака комплексной

амплитуды при переходе от спекла к спеклу. Это означает, что с наибольшей вероятностью колебания поля в соседних спеклах происходят в противофазе, имеет место неравномерность плотности распределения разности фаз в соседних спеклах с наиболее вероятным значением π радиан.

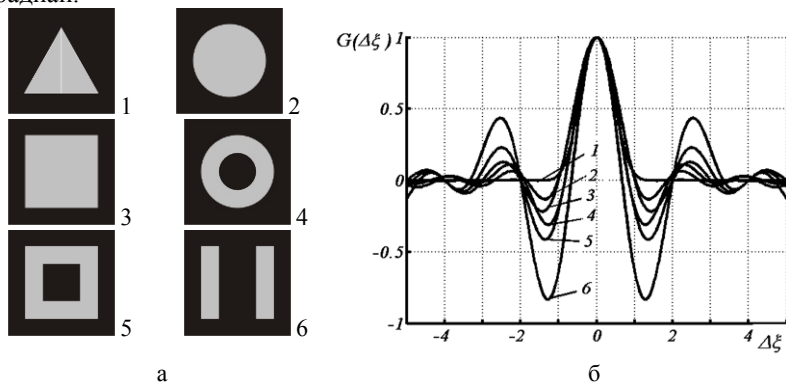


Рис. 1. Апертуры источников спекл-полей (а); нормированные корреляционные функции спекл-поля (б) для источников с апертурами в форме: 1) треугольника; 2) – круга; 3) – квадрата; 4) – кольца; 5) – квадратного кольца; 6) – двух щелей

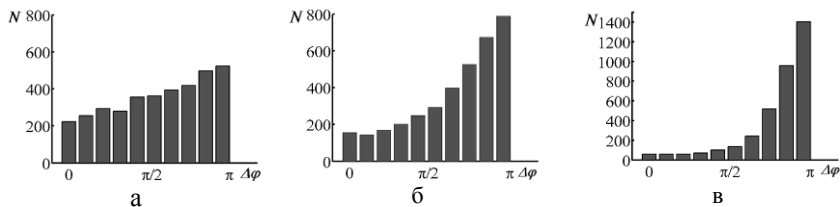


Рис. 2. Гистограммы разности фаз в спекл-поле, отношение расстояния между двумя точками к среднему размеру спеклов равно 1,5. Апертуры источников в форме: квадрата (а); кольцевого квадрата (б); двух прямоугольников (в)

С помощью средств компьютерного моделирования возможна реализация выборки с большим числом значений, поэтому результаты численного эксперимента могут служить весомым аргументом в подтверждении неравномерности распределения разности фаз в спекл-поле.

Список литературы

1. Goodman J.W. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications. Roberts & Company Publishers, Englewood, CO, 2006.
2. Горбатенко Б.Б., Максимова Л.А., Рябухо В.П. Восстановление голограммной структуры по цифровой записи фурье-спеклограммы // Опт. и спектр. 2009. Т.106. №2. С.321.

Т.Ю. НИКОЛАЕВА, Н.В. ПЕТРОВ, Д.И. СТАСЕЛЬКО
*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕИВАЮЩИХ И ИЗЛУЧАЮЩИХ ЧАСТИЦ В ОБЪЕМЕ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

В данной работе моделируется процесс формирования оптической системой когерентных изображений объемной среды с частицами. С использованием основанных на скалярной теории дифракции методов численного моделирования исследуется процесс формирования изображения объемной среды с частицами, что позволяет проводить статистическое исследование влияния эффекта когерентного наложения частиц на качество регистрируемого распределения интенсивности.

Задача изучения статистики излучающих и рассеивающих частиц представляет большой интерес в различных областях науки. Исследование статистических параметров и характеристик частиц необходимо при решении таких задач, как изучение газодинамики двухфазных сред [1], цифровая голография частиц и их распознавание [2], а также в задачах анемометрии по индивидуальным изображениям частиц (PIV – particle image velocimetry) [3]. При низких концентрациях содержащихся в потоке или в объеме среды частиц рассеянное лазерное излучение формирует структуру, состоящую из разрешенных изображений частиц. Однако при большей концентрации изображения частиц начинают перекрываться и интерферировать, создавая при этом спекл-структуру в плоскости изображения [4], что ограничивает способность различать отдельные частицы и препятствует определению статистических характеристик. Относительно небольшое движение частиц может привести к серьезному изменению спекл-структуры.

В данной работе методами скалярной теории дифракции моделируется процесс формирования оптической системой изображений объемной среды с частицами. Данная система обеспечивает возможность исследования таких статистических характеристик, как радиальное распределение частиц по размерам, по объему, по концентрации и по скоростям. Это находит широкое применение, например, при изучении процессов переноса в газовых потоках, используемых в ракетных двигателях, и при исследовании частиц разной природы в задачах океанологии, биологии и оптики атмосфер.

Схема оптической системы, формирующей изображение объема среды с частицами, представлена на рис. 1 (вверху). В программной среде LabVIEW моделируется объем оптической среды, разбитый на продольные сегменты, и распределение частиц в нем. Электромагнитное излучение, проходя через объем среды, дифрагирует на частицах, расположенных в каждом продольном сегменте, концентрация и другие параметры (размер, пространственное распределение) которых варьируются для разных экспериментальных реализаций. Сфокусированное изображение частиц, находящихся в определенном сегменте объема, переносится в плоскость регистрации с помощью линзы.

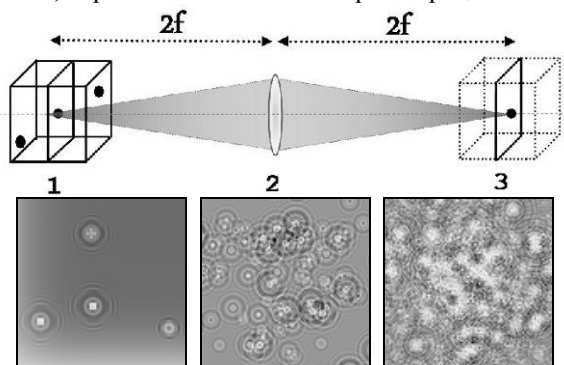


Рис. 1. Вверху - схема оптической системы, формирующей изображение частиц: 1 – объем оптической среды, 2 – линза, 3 – изображение частицы. Внизу – фрагменты изображений частиц в плоскости регистрации (4 частицы на продольный сегмент объема, 20 частиц и 100 частиц соответственно), цвета инвертированы

В работе данная система использовалась для статистического исследования влияния эффекта когерентного наложения частиц на качество регистрируемого распределения интенсивности. На рис. 1 (внизу) представлены изображения частиц различной концентрации, сфокусированные в плоскости регистрации.

Список литературы

1. Воронцов А.В., Михайлов В.Н., Петров Н.В., Стаселько Д.И. // Оптический журнал. 2012. Т.79. С.18-24.
2. Дёмин В.В., Ольшук А.С., Наумова Е.Ю., Мельник Н.Г. // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т.21. №12. С.1089-1095.
3. Шашкова И.А., Скорнякова Н.М. // Сборник научных трудов II Всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. С.38-39.
4. Adrian R.J. // Appl. Opt. 1984. V.23. No.11. P.1690-1691.

Е.В. БАСИСТЫЙ

Российский университет дружбы народов, Москва

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАЛЫХ ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ СТУПЕНЧАТОЙ ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ

Представлены результаты экспериментальных исследований модели датчика малых линейных перемещений, работа которого основана на взаимодействии сфокусированного лазерного пучка со ступенчатой фазовой структурой.

Ступенчатая фазовая структура (СФС) представляет собой объект, создающий скачок фазы на волновом фронте оптической волны после взаимодействия волны с этим объектом. Практически СФС может быть выполнена в виде резкой ступеньки на прозрачной полированной пластинке. При этом световая волна, проходящая по разные стороны от границы, получает разные фазовые задержки, и в результате на волновом фронте образуется скачок фазы. Схема предлагаемой модели датчика малых линейных перемещений изображена на рис.1. Излучение полупроводникового лазерного модуля (1) фокусируется с помощью линзы (2) на ступенчатую фазовую структуру (3). СФС установлена на подвижной платформе и может перемещаться вдоль оси Ox . На расстоянии, превышавшем расстояние до зоны Фраунгофера установлена пара фотодиодов. Фотодиоды фиксируют мощность излучения в интегральных областях максимумов результирующей дифракционной картины. При смещении СФС по оси Ox происходит перераспределение мощности лазерного излучения в интегральных областях максимумов дифракционной картины [1]. Выходы фотодиодов подключены к дифференциальному усилителю (5) На выходе усилителя формируется разностный сигнал, пропорциональный смещению СФС по оси Ox .

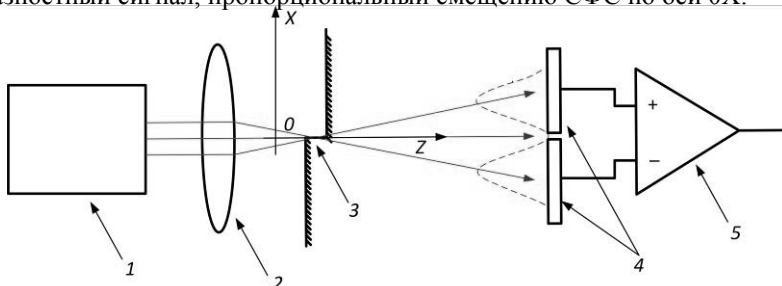


Рис. 1. Схема модели датчика малых линейных перемещений

На рис. 2 изображена экспериментальная зависимость разности тока фотодиодов от смещения СФС по оси OX .

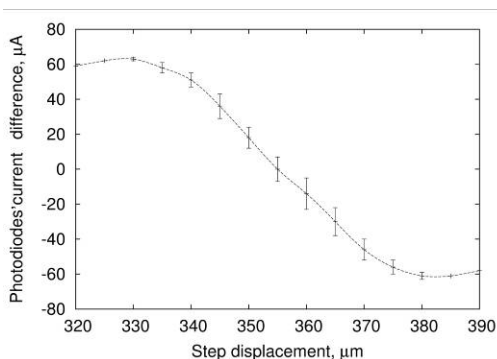


Рис. 2. Экспериментальная зависимость разности тока фотодиодов от смещения СФС по оси OX

Как видно из графика на зависимости имеется линейный участок длиной в 30 мкм, который можно использовать для измерения линейных смещений СФС относительно перетяжки лазерного пучка. Для оценки возможной разрешающей способности датчика было проведено сравнение крутизны линейного участка с величиной шумового тока фотодиодов. Крутизна на линейном участке составила 3,3 мкА на мкм. На основании измерений уровня выходных шумов мы получили оценку среднеквадратической величины шумового тока, которая составляла $\sqrt{i_w^2} = 2,8 \cdot 10^{-3}$ мкА (Шумы измерялись в полосе 10 кГц). При измерении полоса была ограничена снизу для исключения влияния сейсмических шумов, которые увеличивают уровень шума за счёт вибраций установки. Отсюда следует, что чувствительность датчика составляет единицы нанометров.

Автор выражает благодарность за обсуждение работы и полезные советы д.т.н., профессору Комоцкому В.А.

Список литературы

1. Басистый Е.В., Комоцкий В.А. Теоретический анализ дифракции гауссова пучка на ступенчатой фазовой структуре // Вестник РУДН. Серия «Математика. Информатика. Физика». М., 2013. С.129-140.

И.Н. ПАВЛОВ, П.Ю. СУРОВЦЕВ, А.В. ТОЛКАЧЕВ
Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФфуЗИИ ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ РЕФРАКТОГРАФИИ

В работе проведено экспериментальное определение коэффициента диффузии между двумя слоями жидкости методом лазерной рефрактографии.

Метод лазерной рефрактографии широко используется для диагностики оптически неоднородных сред. В основе метода лежит зондирование среды структурированным лазерным излучением и регистрация изменений направлений распространения пучка в жидкости с последующей цифровой обработкой рефракционной картины [1].

В работе исследуется одномерная диффузия, которая возникает при контакте двух прозрачных жидкостей различных по своим физико-химическим параметрам (рис. 1). Для оценки процесса диффузии используются значения показателя преломления вдоль оси переноса массы. Для получения диффузионного слоя (слой, заключенный между двумя жидкостями, с градиентом показателя преломления) в кювету по очереди заливаются жидкости специальным методом, в результате чего они диффундируют навстречу друг другу через первоначально четкую горизонтальную границу. Как правило, нижняя жидкость имеет больший показатель преломления, чем верхняя.

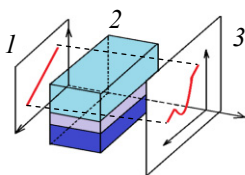


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1 – входное излучение; 2 – кювета; 3 – экран

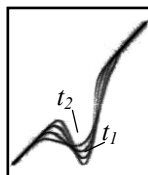


Рис. 2. Рефрактограммы в течение 2 часов для 1,5 % солевого раствора и воды: $t_1 = 15$ мин, $t_2 = 130$ мин

На кювету направляется плоский лазерный пучок, который рефрагирует в диффузионном слое, и на экране 3 получается 2-D рефрактограмма, регистрируемая цифровой фотокамерой. На рис. 2 приведены рефрактограммы для различного времени съемки в течение 2

часов, которые далее обрабатываются при помощи специальной программы. Для описания распределения показателя преломления в диффузионном слое используется симметричная экспоненциальная зависимость вида $n(x) = n_1 + \frac{n_2 - n_1}{1 + \exp\left(-\frac{x - x_s}{h}\right)}$. (1)

$$n(x) = n_1 + \frac{n_2 - n_1}{1 + \exp\left(-\frac{x - x_s}{h}\right)}. \quad (1)$$

Коэффициент диффузии D можно определить с помощью двух рефрактограмм по второму закону Фика [2] (рис. 3)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (2)$$

Из рис. 3 определяется коэффициент диффузии 1,5 % солевого раствора и воды: $D_1 \approx 2,67 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^2/\text{с}$ и $D_2 \approx 1,33 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^2/\text{с}$. Предложенным методом можно определять коэффициент диффузии слоя в различные моменты времени.

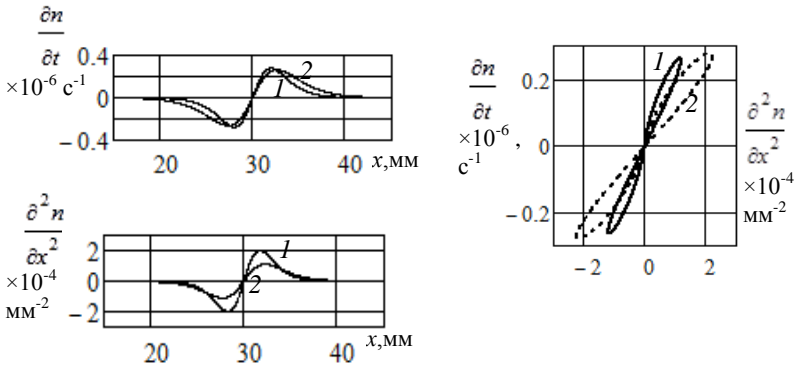


Рис. 3. Зависимость производной показателя преломления по времени от второй производной по координате при различном времени после создания слоя: 1 – 15 мин; 2 – 30 мин

Список литературы

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
2. Эрден-Груз Т. Явления переноса в водных растворах. М.: Мир, 1976.

М.И. ЛАТУШКО, Г.Н. ВИШНЯКОВ, Г.Г. ЛЕВИН

*Всероссийский научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений, Москва*

СДВИГОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ФАЗОВЫХ ШАГОВ ДЛЯ МИКРОСКОПИИ ЖИВЫХ КЛЕТОК

В работе описан микроскоп, в котором реализована сдвиговая интерферометрия фазовых шагов. Отличительной особенностью микроскопа является использование низко-когерентного излучения от обычного светодиода, что ведет к значительному уменьшению шумов при измерениях. В качестве исследуемых объектов выбраны эритроциты, производные фазовых изображений которых восстанавливаются по набору сдвиговых интерферограмм, полученных на широкой полосе.

Большинство живых клеток являются фазовыми объектами, то есть не поглощают и не рассеивают проходящее через них излучение оптического диапазона [1]. Для визуализации подобных объектов в коммерческих микроскопах реализованы методы фазового контраста Цернике [2] и дифференциального интерференционного контраста (DIC). Последний является фактически методом сдвиговой интерферометрии [3]. Без расшифровки интерферограмм указанные методы позволяют получать только качественную информацию [1].

Нами предложен сдвиговый оптический интерференционный микроскоп, с помощью которого возможно получение количественных данных о биологических микрообъектах, а также метод расшифровки получаемых интерферограмм. В основе конструкции – обычный микроскоп, работающий на просвет, а для получения интерферограмм используется деление объектного пучка на две части с последующим их совмещением с небольшим поперечным сдвигом. Излучение, прошедшее через объект, делится бипризмой Дове (рис. 1) на два одинаковых пучка, которые затем отражаются от зеркала M и в обратном ходе сводятся в общий пучок. Наклон зеркала на малый угол α позволяет регулировать величину поперечного сдвига между интерферирующими пучками. Интерферометр работает на широкой полосе и для восстановления производной фазового изображения ПЗС-матрица регистрирует набор интерференционных картин, полученных с определенным фазовым сдвигом, вносимого между экспозициями путем смещения бипризмы Дове поперечно оптической оси микроскопа в направлении S .

В работе приводится оценка собственных шумов интерференционного микроскопа, величина которых составляет ~ 1 нм, что сопоставимо с оценками, приведенными в работе [4]. Подобный уровень шумов достигается благодаря низко-когерентному излучению от светодиода, которое, в отличие от лазерного излучения, не приводит к появлению спекл-картины.

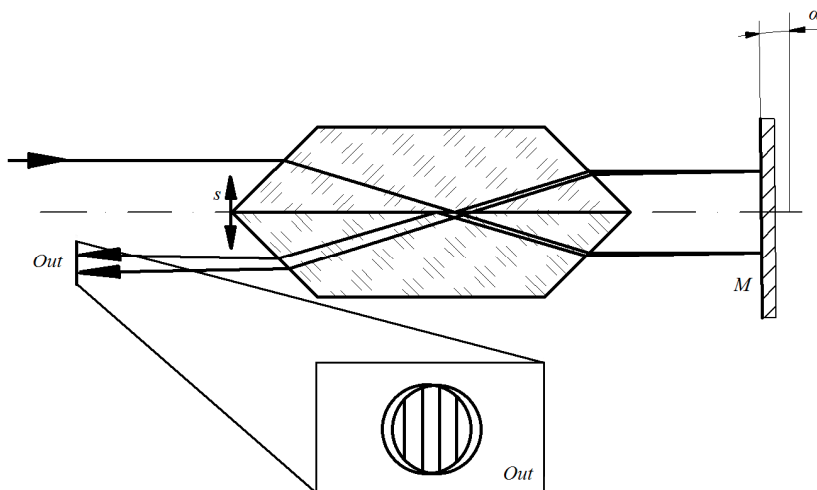


Рис. 1. Ход лучей в интерферометре

На рис. 1 в выходной плоскости *Out* вертикальные полосы в зоне перекрытия обоих пучков условно обозначают интерференционную картину.

Следует также отметить, что наблюдение интерференции в низко-когерентном свете в данной конструкции интерферометра, возможна лишь благодаря тому, что оптические пути пучков практически одинаковы.

Следующим этапом данной работы является восстановление томограмм по полученным производным фазовых изображений.

Список литературы

1. Wang Z., et.al. Spatial light interference microscopy // *Opt. Express*. 2011. V.19(2). P.1016.
2. Zernike F. How I discovered phase contrast // *Science*. 1955. V.121(3141). P.345.
3. Hariharan P. *Optical Interferometry*. Elsevier, 2003.
4. Bhaduri B., Popescu G., et.al. Diffraction phase microscopy with white light. // *Optics Letter*. 2012. V.37(6). P.1094.

И.В. СМИРНОВ, В.В. ЛЫЧАГОВ, А.Л. КАЛЬЯНОВ
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

ЭФФЕКТЫ ДИСПЕРСИИ В ШИРОКОПОЛОСНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Экспериментально исследовано влияние дисперсии на параметры сигнала интерференционного микроскопа с частотно широкополосным источником света. Получены зависимости коэффициента модуляции сигнала (контраста интерференционных полос) и ширины интерференционного импульса от толщины нескомпенсированного диспергирующего слоя вещества в одном из плеч микроскопа при различной ширине частотного спектра источника.

В рамках численного эксперимента [1] показано, что наличие в одном из плеч интерферометра нескомпенсированного диспергирующего слоя приводит к снижению контраста и уширению огибающей интерференционного импульса [2]. При этом значимое влияние хроматической дисперсии проявляется при использовании излучения с шириной частотного спектра более 200 нм.

С целью подтверждения результатов численного эксперимента создан макет интерференционного микроскопа с использованием источников света с различной шириной частотного спектра (фрагмент схемы рис. 1). Он представляет собой равноплечный микроинтерферометр Линника с зеркалом в объектном плече. Поворот стеклянной плоскопараллельной пластины GP1 вносит дополнительный нескомпенсированный диспергирующий слой в одно из плеч. В качестве источников излучения использовались: галогеновая лампа, галогеновая лампа с красным светофильтром (КС-10) и красный светодиод, ширина спектров которых составляет 300 нм, 100 нм и 40 нм, соответственно. Сигналы – интерференционные полосы конечной ширины, на выходе интерферометра регистрировались с помощью CMOS датчика изображений и анализировались с помощью алгоритма [3], реализованного в программном пакете LabView. На рис. 2 приведены экспериментально полученные зависимости контраста и ширины огибающих интерференционных картин от толщины слоя в одном из плеч для различных источников излучения.

Заметное снижение контраста полос наблюдается при широкополосном (белом) свете при толщинах нескомпенсированного слоя в десятые доли мм, что на практике имеет место при изучении биологических объектов методом интерференционной томографической

микроскопии. Снижение контраста полос, свидетельствующее о падении степени взаимной когерентности объектного и опорного полей, сопровождается увеличением ширины интерференционного импульса и снижением продольного разрешения микроскопа, работающего в томографическом режиме.

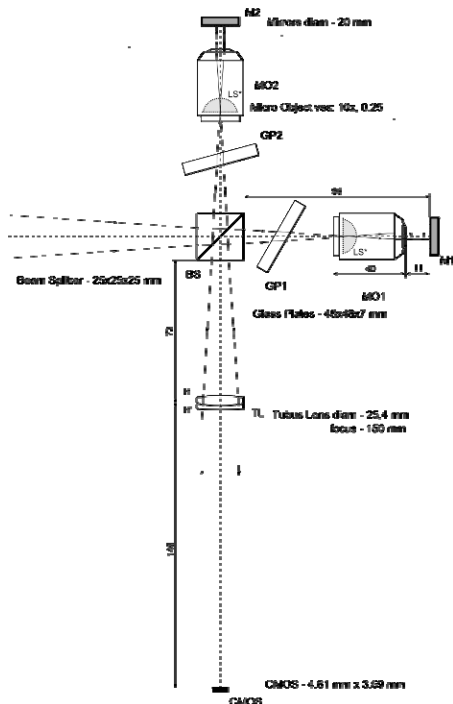
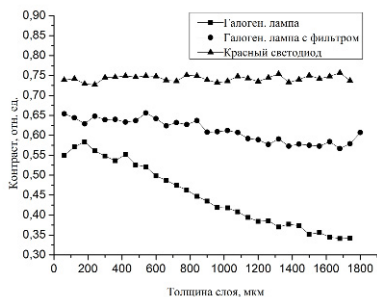
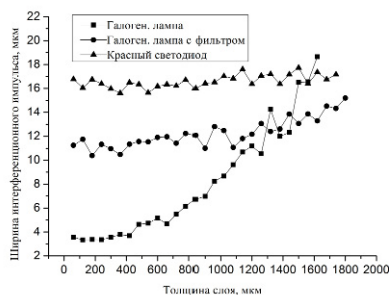


Рис. 1. Фрагмент оптической схемы интерференционного микроскопа



а



б

Рис. 2. Зависимость контраста (а) и ширины огибающей (б) сигналов от толщины диспергирующего слоя

Список литературы

1. Лычагов В.В., Кальянов А.Л., Рябухо В.П. Влияние дисперсии на сигнал интерференционного микроскопа с широкополосным источником света // Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: Сб. науч. тр. 2012. С.132-133.
2. Hitzberger C.K., Baumgartner A., Fercher A.F. Dispersion induced multiple signal peak splitting in partial coherence interferometry // Opt. Commun. 1998. V.154. P.179.
3. Лычагов В.В., Рябухо В.П., Кальянов А.Л., Смирнов И.В. Низкокогерентная интерферометрия слоистых структур в полихроматическом свете с цифровой записью и обработкой интерферограмм // Компьютерная оптика. 2010. Т.4. №4. С.23-36.

А.В. МОРОЗОВ, А.Н. ПУТИЛИН,
С.С. КОПЕНКИН¹, Ю.П. БОРОДИН¹

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

*¹Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

МУЛЬТИХОГЕЛЬНАЯ ПЕЧАТЬ В 3D ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ПРИНТЕРАХ

Рассмотрены общие принципы функционирования устройств для создания синтезированных голографических изображений, таких как голографические принтеры. Особое внимание уделяется вопросам, связанным со скоростью печати. Рассматриваются и сравниваются между собой различные методы, позволяющие ускорить процесс печати.

Удобное структурирование и наглядность представления информации становятся в один ряд с содержанием, а иногда, и превалируют над последним. Наибольшую трудность составляет визуализация объемного контента и эта задача становится все более острой в связи с лавинообразным увеличением его количества. В складывающейся ситуации особое внимание уделяется созданию устройств, позволяющих быстро и точно отобразить требуемую информацию. Одним из наиболее перспективных устройств для решения поставленной задачи представляется голографический принтер [1].

В основе принципа работы такого принтера лежит запись множества микро Фурье-голограмм, записанное изображение является квантованным голографическим автостереоскопическим изображением объекта. Пространственный спектр каждой микроголограммы принято называть хогелем (hogel). Очевидно, что запись каждой микроголограммы происходит классическим методом с использованием предметного и опорного пучков.

Для удобного воспроизведения синтезированной голограммы в белом свете, в качестве светочувствительного фоторегистрирующего материала используются объемные голографические среды, обладающие высокой пространственной и спектральной селективностью.

При использовании импульсного лазера возможна запись при непрерывном протягивании регистрирующей среды, но лазеры с нужными характеристиками очень дороги [2] Step-by-step метод, предусматривает возможность использования CW лазеров в качестве источников когерентного излучения и использование сравнительно

больших времен экспозиции (от единиц ms до десятков и сотен μ s) В общем случае, время, затрачиваемое на печать синтезированной голограммы, определяется множеством параметров экспериментальной установки и методов формирования изображения хогелей, необходимое сокращение времени печати может быть радикально достигнуто путем одновременной записи нескольких хогелей, что может быть реализовано несколькими способами, однако, все эти способы можно разделить на две основные группы: I Spatial splitting; II Time sequential. Способы, объединяемые в группу I, характеризуются тем, что все хогели одного хогельного кластера записываются одновременно, но при этом происходит пространственное разделение их угловых спектров за счет разделения информации одного SLM на несколько хогелей, что, неизбежно, приводит к некоторому снижению качества формируемого изображения по сравнению со случаем печати единичного хогеля. С другой стороны, способы из группы II формируют отдельные во времени и пространстве хогели при одинаковом положении светочувствительного материала относительно оптической печатающей головки. При этом для формирования углового спектра каждого хогеля используется полное разрешение SLM, что приводит к сохранению качества синтезируемого изображения относительно случая печати единичного хогеля.

Основным отличительным признаком I исследованной нами схемы, является использование пары пирамидальных оптических клиньев, призванных выполнить пространственное разделение угловых спектров различных хогелей. Принципиальная схема устройства, описанного в [3], информационная емкость модулятора должна превышать в несколько раз размерность хогельной информации. Метод II, использующий временное разделение хогелей позволяет оставить неизменной информационную емкость каждого хогеля. Устройство, основанное на рассматриваемой технологии, описывается в работе [4]. В основе данного метода лежит использование специального зеркального оптического дефлектор.

Список литературы

1. Benton S.A., et al. Holographic printer. US patent application 2008/0151340 A1. 2000.
2. Craig N., et al. Pulsed-laser systems and methods for producing holographic stereograms. US patent 6806982 B2. 2004.
3. Putilin A.N., Morozov A.V., et al. Optical device with fourier transforming optical components for one step multi-microhologram recording using wedge system. Russ.Pat.Appl. 2012.
4. Putilin A.N., Morozov A.V., et al. Optical device with multi aperture fourier transforming optical components for one step multi-microhologram recording. Russ.Pat.Appl. 2012.

А.В. ЯНОВСКИЙ

Научно-технический центр «Атлас», Москва

НОВЫЙ ПОДХОД К ЗАЩИТНОЙ ГОЛОГРАФИИ: КОМБИНИРОВАННАЯ ГОЛОГРАММА НА ОСНОВЕ АНАЛОГОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ 3D-ОБЪЕКТА

Рассматриваются проблемы стоящие перед современной защитной голографией и присущие ей недостатки. Предлагается оригинальный подход к созданию защитных голограмм, на основе разработки комбинированных голограмм нового поколения.

Голограмма, первоначально призванная быть ключевым инструментом защиты продукции от подделки, постепенно, по мере роста числа голографических лабораторий и повышения их технической оснащённости, а главное в виду возникновения потребности в неучтённых тиражах, сама стала объектом подделки. Причём качество имитации неизменно возрастает, превосходя, иногда качество исходной голограммы, а, следовательно, снижается возможность отличить подлинную голограмму от подделки.

Можно предположить, что существующий идеологический подход к формированию понятия "защитная голограмма" не полностью оправдывает себя и такие традиционные способы, превращающие изобразительную голограмму в защитную, как микро и нано тексты, сплошная сетка, кинетические эффекты, латентные (скрытые) изображения, микрооптические элементы, в настоящее время исчерпали себя и уже не способны в полной мере обеспечить эксклюзивность защитной голограммы. Более того, явная визуальная перенасыщенность голограмм всевозможными защитными элементами и особенно, сплошными сетками с кинетическими эффектами зачастую превращает её при зрительном рассмотрении в трудно воспринимаемую смесь беспорядочных цветных переливов и затрудняет даже её первичную идентификацию. Достоверную оценку подлинности защитной голограммы может дать только специальная техническая экспертиза. Строго говоря, цель экспертного анализа защитной голограммы заключается в определении тождественности рабочих матриц (изготовленных с одной и той же мастер-матрицы), с которых прокатаны исследуемая и контрольная голограммы.

Качественная экспертиза традиционных защитных голограмм требует длительного времени и может быть проведена только в оснащенной

специальным оборудованием лаборатории. При этом в распоряжении эксперта должна быть заведомо подлинная голограмма или технологический паспорт на неё от производителя. Процедура проведения экспертизы осложняется отсутствием лицензированной государственной экспертной службы и обладателю защитной голограммы приходится самому искать экспертов, которые, в некоторых случаях, не всегда обладают соответствующими возможностями и полномочиями.

Из этого следует, что необходимо создать условия, которые обеспечивали бы достоверную идентификацию подлинности защитных голограмм и её опознания на уровне впечатления (визуальный экспресс анализ). Выдвинутым требованиям может соответствовать предлагаемая к ознакомлению оригинальная разработка комбинированной голограммы (КГ), совмещающая в себе цифровую (ЦГ) и аналоговую (АГ) голограммы. В своё время технология организации КГ предусматривала расположение ЦГ исключительно на I плане, а АГ – на заднем. Подобный технологический и дизайнерский подход к организации КГ, разумеется, снижал изобразительные и оптические качества КГ. Но технология создания КГ исключала иной подход к её организации. Предлагается более совершенная технология изготовления КГ, которая позволяет создать иную конфигурацию организации КГ и поместить изображение АГ на I план. В качестве изображения АГ предлагается частично вынесенное за плоскость голограммы объёмное изображение реального 3D-объекта. Изображение ЦГ в зоне нахождения АГ создаёт иллюзию частичного заглубления (ниши). При этом достигаются оригинальные, трудноповторимые оптические эффекты, позволяющие предположить использование предлагаемой КГ в качестве защитной голограммы.

В процессе разработки предлагаемой КГ требуется решить задачи:

1. Исключить конфликтность восприятия совместных изображений при наложении изображения АГ на изображение ЦГ.
2. Обеспечить пространственно согласованное совмещение изображения 3D-объекта и изображения ЦГ на КГ – совмещение по осям X-Y.
3. Стереоскопически привязать условия наблюдения АГ и ЦГ путём предварительного согласования величины выноса изображения 3D-объекта и необходимых значений параллакса в зоне нахождения АГ, в изображении ЦГ – совмещение изображений по глубине сцены (по оси Z).
4. Обеспечить спектральное (частотное) согласование изображений ЭГ и АГ – создание идентичных условий наблюдения АГ и ЦГ.

Предлагаемая КГ не исключает дополнительного использования в ней традиционных способов защиты голограмм.

Н.М. ГАНЖЕРЛИ, С.Н. ГУЛЯЕВ¹, И.А. МАУРЕР, Д.Ф. ЧЕРНЫХ
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ДИФFUЗОРОВ

Представлены разные методы создания голографических диффузоров на галоидосеребряных фотослоях. Проведено сравнение характеристик голографических диффузоров, полученных различными методами.

Создание случайных фазовых структур, выполняющих роль диффузоров, может быть сделано разными способами. Так, например, на галоидосеребряном фотоматериале возможна регистрация картины рассеяния от матового стекла по осевой схеме голографирования при варьировании параметров оптической схемы, таких как форма апертуры, расстояние до плоскости регистрации и т.д. [1-3]. Другим способом получения голографического диффузора является использование микролинзового раstra, созданного на основе двумерной скрещенной голографической решетки, которая возникает при последовательной регистрации картины интерференции двух плоских волн, распространяющихся под некоторым углом друг к другу [3-5]. При этом фотопластинка между экспозициями поворачивается на угол 90° в своей плоскости. Фокусное расстояние и диаметр микролинз являются параметрами, влияющими на рассеивающие характеристики диффузора. И, наконец, предлагается способ создания голографического диффузора на основе мультиплексной голограммы, представляющей собой результат наложения множества картин интерференции двух плоских волн, каждая из которых повернута на небольшой фиксированный угол α в плоскости голограммы [6]. Во всех случаях мы первоначально получали амплитудные голограммы диффузоров. Для повышения эффективности диффузоров было необходимо преобразование амплитудной голографической записи в рельефно-фазовую с помощью методов фотохимической обработки, включающих либо дубящее отбеливание [7], либо воздействие коротковолнового УФ излучения на желатин фотоэмульсионного слоя (метод ВКУФ) [8].

Ниже приведены зависимости, характеризующие энергетическую эффективность голографических диффузоров, в зависимости от параметров оптической схемы регистрации и методов фотохимической обработки.

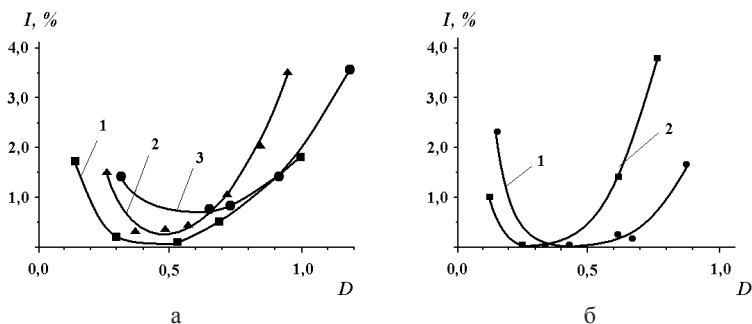


Рис. 1. Зависимость интенсивности нулевого порядка I_0 от средней оптической плотности первичного серебряного изображения D для голографических диффузоров, зарегистрированных:

по осевой схеме голографирования с помощью апертуры пучка с различными отношениями внешнего и внутреннего диаметров d_1/d_2 : 1 - $d_1/d_2 = 1,07$; 2 - $d_1/d_2 = 1,06$; 3 - $d_1/d_2 = \infty$ и обработанных по методу ВКУФ (а);

с помощью мультиплексной голограммы ($\alpha = 5.6^\circ$) и обработанных в отбеливателе R-10 (кривая 1) и методом ВКУФ (кривая 2) (б)

Список литературы

1. Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н. Голографические диффузоры на галоидосеребряных фотоэмульсионных слоях // Оптический журнал. 2007. Т.74. №9. С.56-61.
2. Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н., Маурер И.А. О формировании рельефно-фазовых структур при записи голографических диффузоров на галоидосеребряных фотоэмульсиях // Химия высоких энергий. 2008. Т.42. №4. С.41-43.
3. Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н., Гурин А.С., Крамушенко Д.Д., Маурер И.А., Черных Д.Ф. Формирование случайных и регулярных рельефно-фазовых структур на галоидосеребряных фотоэмульсиях голографическими методами // ЖТФ. 2009. Т.79. Вып.7. С.76-80.
4. Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н., Гурин А.С., Крамушенко Д.Д., Маурер И.А., Черных Д.Ф. Двумерные голографические решетки на галоидосеребряных фотоэмульсиях для формирования растровых изображений // Оптический журнал. 2009. Т.76. №7. С.16-20.
5. Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н., Маурер И.А., Черных Д.Ф., Яловик С.А. Изображающие свойства двумерной скрещенной голографической решетки на галоидосеребряных фотоэмульсиях // ЖТФ. 2012. Т.82. В.9. С.49-54.
6. Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н., Маурер И.А., Черных Д.Ф. Мультиплексная голограмма как объект для создания голографических диффузоров на галоидосеребряных фотоэмульсиях // Мир голографии. 2013. Т.1. №1. С.35-42.
7. Smith H.M. Photographic Relief Images // J. Opt. Soc. Am. 1968. V.58. №4. P.533-539.
8. Гуляев С.Н., Ратушный В.П. Свойства рельефно-фазовых голограмм, полученных при обработке фотопластинок коротковолновым ультрафиолетовым излучением и двухступенчатом отбеливании // Оптический журнал. 2003. Т.70. №2. С.45-49.

А.В. ПАВЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГНИТИВНОГО ДИССОНАНСА МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ

В развитие подхода к реализации методом голографии Фурье немонотонных логик, схема с обращением волновых фронтов представлена как динамическая система с несимметричной матрицей двунаправленных связей. Введена функция энергии и показаны закономерности динамики в зависимости от условий записи голограмм, соответствующие феномену редуцирования когнитивного диссонанса.

Одна из актуальных задач развития информационных технологий – реализация биологически мотивированных механизмов включения новой информации в структуру индивидуального знания [1]. Здесь интересны логики с исключением (ЛИ), описывающие изменение логического вывода при восприятии информации, противоречащей ранее сложившейся картине мира [2]. В такой ситуации возникает когнитивный диссонанс (КД) как проявление субъективного конфликта между старым знанием и новой информацией, и включается защитный механизм редуцирования КД [3].

В [4] дана модель ЛИ, реализуемой схемой голографии Фурье (ГФ), в [5] показана реализация КД методом ГФ. В данной работе дан анализ динамики в схеме ГФ, показаны голографические механизмы, определены закономерности возникновения и редуцирования КД в связи с условиями записи голограмм и свойствами голографических регистрирующих сред.

ЛИ реализуется $6f$ схемой ГФ (рис. 1). $4f$ схема с голограммой H порождает логику монотонную (дедукцию). Исключение представлено голограммой H^E . Значение заключения, формируемого дедуктивным выводом, представлено в плоскости *Out* полем амплитуд. Дифрагируя на голограмме H^E , оно вызывает из памяти значение исключения, ассоциированное со значением, представленным на входе системы *In*. Это значение исключения, представленное полем в плоскости *E*, поступает на вход *In* и модифицирует первоначальное заключение.

Схема представлена моделью двухслойной сети с разными матрицами связей для прямой $In \rightarrow Out$ и обратной $Out \rightarrow In$ итераций. Реализация этих матриц связей голограммами Фурье определяет их моделью внешнего произведения, что позволило ввести функции энергии системы как частный случай функции Ляпунова для итераций $In \rightarrow Out$ и $Out \rightarrow In$.

Полученные выражения определяют колебательный тип динамики. В них входит зависящий от условий записи голограмм диссипативный член, обуславливающий затухание. Исследованы закономерности динамики в связи с условиями записи голограмм и свойствами регистрирующих сред. Для примера, на рис. 2 дана динамика для: а - линейная голограмма H^E , разные модели H , б – линейная голограмма H , разные модели H^E .

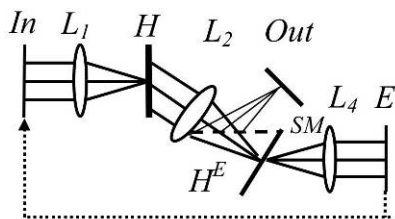


Рис. 1. $6f$ схема голографии Фурье, реализующая логику с исключением

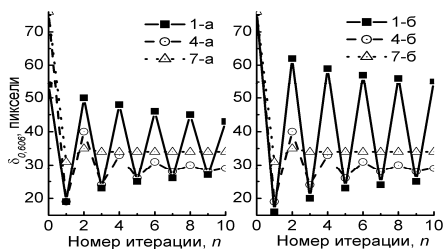


Рис. 2. Динамика для голограмм: 1 – высокочастотные, 4 – линейные, 7 – низкочастотные

В таблице даны оценки скорости схождения к устойчивому состоянию – показатели степени аргумента экспоненты A , аппроксимирующей зависимости рис.2, от $\delta_{0.606}$ - диаметра отклика голограмм по уровню 0.606.

$\delta_{0.606}$	12-а	13-а	14-а	19-а	24-а	29-а	12-б	13-б	14-б	17-б	19-б	28-б
A	0,14	0,52	0,74	0,88	1,1	1,85	0,53	0,61	0,74	0,88	1,09	1,87

Динамика соответствует феномену возникновения и редуцирования КД. Скорость редуцирования КД определяется условиями записи голограмм. Низкочастотные голограммы дают быстрое редуцирование, высокочастотные – медленное, высокочастотная голограмма исключения оказывает большее влияние на величину КД, чем голограмма дедукции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 12-01-00418-а, и НИР СПб НИУ ИТМО «Исследование эффектов нелинейной голографической записи информации и поиск возможностей реализации биологически мотивированных механизмов креативного мышления».

Список литературы

1. Кузнецов О.П. Когнитивная семантика и искусственный интеллект // Искусственный интеллект и принятие решений. 2012. №4. С.32-42.
2. Reiter R. A logic for default reasoning // Artificial Intelligence. 1980. V.13. P.81-132.
3. Хекхаузен Х. Мотивация и деятельность. 2-е изд./ СПб.: Питер, 2003.
4. Павлов А.В. Алгебра фурье-дуальных операций: логика с исключением // Искусственный интеллект и принятие решений. 2012. №3. С.26-38.
5. Павлов А.В. Логика с исключением на алгебре фурье-дуальных операций: феномен сомнений и колебаний // VII Межд. Конф. «Интегрированные модели и мягкие вычисления в ИИ». Сб. научн. трудов. М.: Физматлит., 2013. Т.3. С.1035-1045.

А.Ю. БЕТИН, В.И. БОБРИНЁВ,
С.С. ДОНЧЕНКО, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

МЕТОДЫ СЧИТЫВАНИЯ КОМПЬЮТЕРНО-СИНТЕЗИРОВАННЫХ ОДНОМЕРНЫХ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАННЫХ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАММ ДЛЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

В работе описано мультиплексирование компьютерно-синтезированных голограмм для голографической памяти и методы их считывания.

Разработка методов компактного и долгосрочного хранения данных является важной проблемой современных информационных технологий. Применение голографических методов для решения задач хранения данных позволит в перспективе существенно увеличить плотность записи и срок хранения информации.

Однако, у традиционного подхода к фиксации интерференционной картины есть недостатки, обусловленные использованием двухканальной схемы, которая предъявляет жесткие требования к виброустойчивости и соответственно жесткости таких схем, а также требует использования прецизионных оптических компонентов в каждом из каналов оптической схемы.

В качестве альтернативы классическому – двухлучевому методу записи голограмм, предлагается использование методов компьютерного синтеза голографических структур. В этом случае страница цифровых данных с помощью численного расчёта кодируется в голограмму. Затем проекционная оптическая система осуществляет перенос изображения голограммы, выведенную на ЖК ПВМС, в плоскость фоточувствительного носителя с существенным уменьшением. Однако, компьютерно-синтезированные двумерные голограмм не могут быть мультиплексированы в одной области носителя. Так как в отличие от классической схемы записанные двумерные структуры не обладают угловой селективностью к считывающему лучу и будут восстанавливаться все одновременно.

Раздельное считывание наложенных (мультиплексированных) страниц цифровой информации возможно только в случае использования 1D фурье-голограмм. В отдельной странице рассчитанной 1D голографической структуры информационные строки параллельны друг другу, таким образом, с множества строк страницы так же происходит восстановление изображения в одном направлении.

Необходимым условием возможности построчного считывания мультиплицированных 1D фурье-голограмм является резкое падение уровня яркости восстановленного изображения при угловом рассогласовании считывающего пучка и апертуры информационной строки 1D фурье-голограммы.

Кроме того необходимо осуществлять пространственную селекцию множества одновременно восстановленных и наложенных друг на друга изображений страниц цифровой информации, так как цилиндрическая линза не обеспечивает необходимое падение яркости соседних со считываемой голограмм.

Список литературы

1. Introduction to Digital Holography / ed. by L. Yaroslavsky. Bentham E-books, 2009.
2. Бетин А.Ю., Бобринев В.И., Евтихий Н.Н., Жердев А.Ю., Злоказов Е.Ю., Лушников Д.С., Маркин В.В., Одинокое С.Б., Стариков С.Н., Стариков Р.С. Метод компьютерного синтеза и проекционной записи микроголограмм для систем голографической памяти: математическое моделирование и экспериментальная реализация // Квантовая электроника. 2013. Т.43. №1. С.87-89.
3. Современное состояние и перспективы развития голографии / под. ред. Л.Д. Бахраха. Л.: Наука, 1974.

А.П. БОНДАРЕВА, Н.Н. ЕВТИХИЕВ,
В.В. КРАСНОВ, С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

СХЕМА ОПТИЧЕСКОГО КОДИРОВАНИЯ С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ И ВОЗМОЖНОСТЬЮ ДИНАМИЧЕСКОЙ СМЕНЫ КОДИРУЮЩЕГО КЛЮЧА

В работе описывается реализация схемы оптического кодирования изображений с пространственно-некогерентным освещением с возможностью динамической смены кодирующего ключа. Предложенная схема характеризуется высокой скоростью кодирования и простотой аппаратной реализации.

Методы оптического кодирования изображений отличаются от электронных методов более высокой скоростью и устойчивостью к электромагнитным воздействиям. Как правило, в качестве кодирующих элементов используют дифракционные оптические элементы (ДОО), например голограммы. Вместо голограмм перспективно использование киноформов: практически весь падающий на киноформ свет дифрагирует в один порядок дифракции, повышая энергетическую эффективность и снижая постороннюю засветку. Применение пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) для отображения киноформов позволяет реализовать схему кодирования с динамически меняющимся кодирующим ключом.

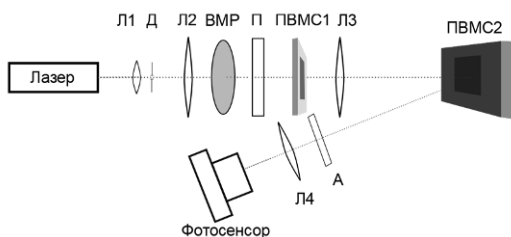


Рис. 1. Реализация схемы оптического кодирования изображений с пространственно-некогерентным освещением и возможностью динамической смены ключа

Реализация схемы оптического кодирования изображений с пространственно-некогерентным освещением приведена на рис. 1. Излучение лазера коллимируется линзами Л1, Л2, вращающийся матовый рассеиватель ВМР разрушает пространственную когерентность. ПВМС1,

применяемый для отображения кодируемой информации, размещен в передней фокальной плоскости линзы Л3. Поляризатор П и анализатор А выделяют требуемое ПВМС2 направление поляризации. Фазовый ЖК ПВМС2, используемый для отображения кодирующих ДОО – киноформов, расположен в задней фокальной плоскости линзы Л3. Линза Л4 установлена таким образом, что в ситуации когда на ПВМС2 не выводятся кодирующие элементы, на фотосенсоре камеры формируется изображение кодируемой сцены, отображаемой ПВМС1. В результате, при выводе на ПВМС2 кодирующего киноформа, камерой фиксируется свертка изображения объекта и импульсного отклика киноформа. Пример оптического кодирования приведен на рис. 2: исходное изображение (рис. 2а) кодируется импульсным откликом (рис. 2д) киноформа (рис. 2г), формируя оптическую свертку, представляющую собой кодированное изображение (рис. 2в). Декодирование осуществляется численным методом инверсной фильтрации с регуляризацией Тихонова. Декодированное изображение приведено на рис. 2б.

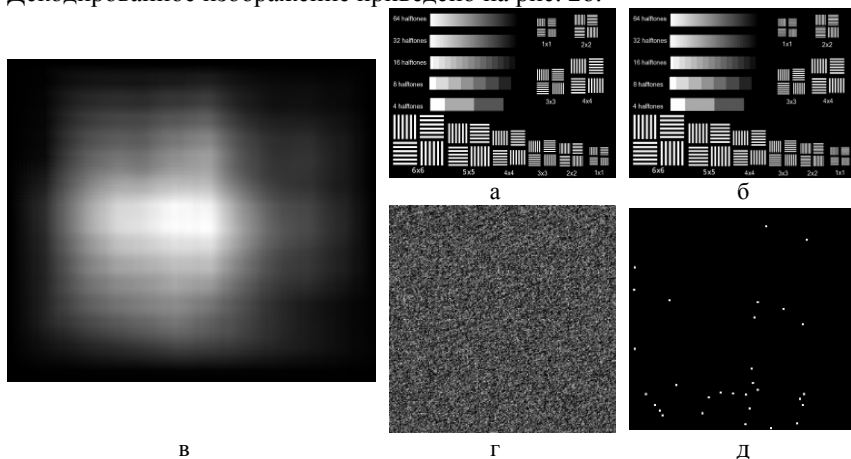


Рис. 2. Пример оптического кодирования: исходное изображение (а) кодируется импульсным откликом (д) киноформа (г), формируя оптическую свертку, представляющую собой кодированное изображение (в); декодированное изображение (б)

Предложенная схема на современной аппаратной базе позволит осуществлять кодирование со скоростью в десятки изображений в секунду, достаточной для кодирования видеопотока в режиме реального времени.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Л.А. ПОРШНЕВА,
С.Н. СТАРИКОВ, П.А. ЧЕРЁМХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УЛУЧШЕНИЕ КАЧЕСТВА ЧИСЛЕННОГО И ОПТИЧЕСКОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

Для улучшения качества численно восстановленных изображений программно реализованы и сравнены методы численной фильтрации нежелательных порядков дифракции. Для улучшения качества оптического восстановления осуществлено преобразование голограмм в киноформ, уменьшение диапазона модуляции фазы пространственно-временного модулятора света, мультиплицирование голограмм.

Записаны цифровые голограммы Френеля с числом отсчётов до 2048×2048 и численно восстановлены изображения с них методом прямого расчёта дифракции Френеля. Для улучшения качества численного восстановления программно реализованы и применены девять методов подавления неинформативных дифракционных порядков, которые могут быть объединены в 3 группы:

- 1) фильтрация в пространственной плоскости вычитанием из голограммы: её среднего значения; средних значений по группам элементов голограммы; значений, полученных медианной фильтрацией (МФ);
- 2) фильтрация в частотной плоскости: выбором области обнуления частот (ВО); обнулением частот по порогу; вычислением лапласиана; использованием оконного фильтра ($ОФ_1$ и $ОФ_2$);
- 3) нелинейная фильтрация по квадрантам в частотной плоскости (НФК).

В ходе экспериментальной апробации использовались различные записанные цифровые голограммы Френеля. Практически полное подавление «0» и «-1» порядков дифракции продемонстрировали методы ВО, НФК и $ОФ_1$ (рис. 1). Метод МФ также показал хорошие результаты.



Рис. 1. Восстановленные с цифровой голограммы изображения объекта без фильтрации (а) и с использованием методов фильтрации: НФК (б), $ОФ_1$ (в), ВО (г)

Так как цифровые голограммы являются «амплитудными», то при оптическом восстановлении с помощью фазового пространственно-временного модулятора света (ПВМС) качество восстановления будет хуже, чем при использовании амплитудного ПВМС. Поэтому для улучшения качества изображений, восстанавливаемых оптически при помощи фазового ПВМС, предложено преобразование цифровых голограмм в киноформы. Также это позволит повысить дифракционную эффективность. Программно реализованы 4 метода синтеза киноформ для формирования плоских изображений: алгоритм Герцберга-Сэкстона, алгоритм Герцберга-Сэкстона с весовыми коэффициентами, адаптивно-аддитивный алгоритм (АА), алгоритм Фиенапа. Для оценки качества численного восстановления изображений объекта использовалось нормированное среднеквадратическое отклонение (НСКО) восстановленного изображения от оригинала. Лучшие результаты показал метод АА, который и использовался в реальных экспериментах.

Для улучшения качества оптического восстановления изображений проведено мультиплицирование киноформ и голограмм, а также уменьшен диапазон модуляции фазы ПВМС. Мультиплицирование позволяет уменьшить спекл-шум в восстанавливаемых изображениях. Уменьшение диапазона модуляции фазы ПВМС позволяет приближать характеристики отображаемых дифракционных элементов к амплитудным, что и требуется в случае вывода амплитудных цифровых голограмм на фазовый ПВМС. Осуществлено модельное и реальное оптическое восстановление изображений с помощью фазового ПВМС HoloEye PLUTO VIS. Мультиплицирование улучшило качество оптически восстанавливаемых изображений. При реальном оптическом восстановлении улучшение качества при уменьшении диапазона модуляции фазы ПВМС практически не наблюдается. Это связано с влиянием временных флуктуаций фазы ПВМС, амплитуда колебаний которых достигает $1,19\pi$ [1]. Использование синхронизации ПВМС с регистрирующей цифровой камерой позволит достичь улучшения качества, близкого к полученному при моделировании.

Таким образом, реализованы и сопоставлены различные методы улучшения качества восстановления изображений с цифровых голограмм.

Список литературы:

1. Евтихийев Н.Н., Стариков С.Н., Краснов В.В., Родин В.Г., Черёмхин П.А. Измерение временных флуктуаций модуляции фазы в ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS // Тезисы докладов 48 Всероссийской конференции по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Москва, 2012. С.250-253.

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

ЧИСЛЕННАЯ КОРРЕКЦИЯ ФАЗОВЫХ СДВИГОВ В ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Применение специализированных алгоритмов компьютерной постобработки интерферограмм позволяет устранить побочные фазовые сдвиги, определяющиеся микроперемещением и микронаклоном нагруженного объекта как целого.

Методы голографической интерферометрии позволяют исследовать деформационные микросмещения конструкций и узлов различного технического назначения, таких как сварные конструкции, узлы запорных соединений, упругие детали под действием деформирующей нагрузки, резервуары под динамически изменяющимся давлением и т.д. [1,2].

При этом могут возникать интерференционные картины, которые определяются не только приложенной к объекту нагрузкой, но также включают в себя дополнительный побочный фазовый сдвиг. Такие побочные сдвиги определяются микронаклоном объекта, его продольным и поперечным микроперемещением, которые неизбежно возникают у нагруженного объекта.

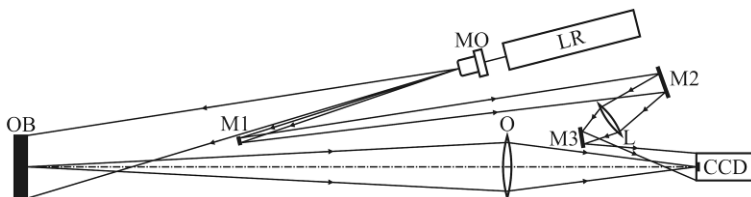


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: LR – лазер, МО – микрообъектив, ОВ – исследуемый объект, О – объектив, M1, M2, M3 – зеркала, L – линза, CCD – цифровая камера

Разработан аппаратно-программный комплекс цифрового голографического микроинтерферометра (рис. 1), предназначенного для исследования процессов деформационных изменений диффузно рассеивающих объектов, со специализированной системой цифровой постобработки изображений, направленной на увеличение разрешающей способности посредством устранения побочных фазовых сдвигов от микроперемещений и микронаклонов объекта как целого [3].

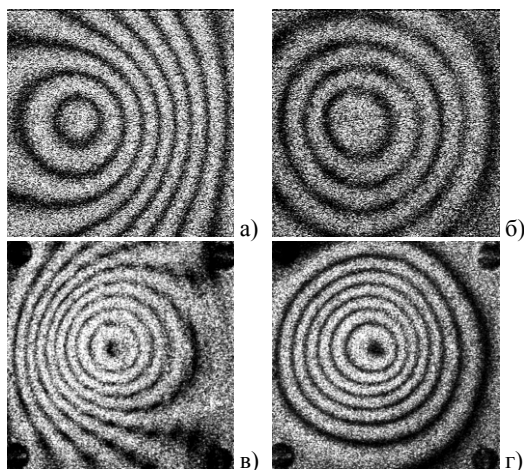


Рис. 2. Устранение побочных фазовых сдвигов. Микроповорот: исходная интерферограмма (нагрузка 10 г, поворот 1') (а), результат обработки (б). Продольное микроперемещение: исходная интерферограмма (нагрузка 20 г, перемещение 200 мкм) (в), результат обработки (г)

Реализован метод цифровой компьютерной постобработки интерференционных картин, получаемых при исследовании деформации рассеивающих объектов. Предлагаемые численные алгоритмы позволяют: устранить побочные фазовые сдвиги, связанные с микронаклонами и микроперемещениями нагруженных объектов в момент записи цифровой голограммы (рис. 2); повысить точность метода цифровой голографической интерферометрии, путем увеличения пространственного разрешения получаемых интерферограмм.

Список литературы

1. Kreis T. Handbook of Holographic Interferometry. Optical and Digital Methods. Wiley-VCH, 2005.
2. Гуревич В.С., Гусев М.Е., Редкоречев В.И. Голографический измерительный комплекс нового поколения для неразрушающего контроля в промышленности // Известия Самарского научного центра РАН. 2004. Т.6. №1. С.88-102.
3. Диков О.В., Савонин С.А., Качула В.И., Рябухо В.П. Цифровая голографическая интерферометрия микросмещений объектов с рассеивающей поверхностью // Компьютерная оптика. 2012. Т.36. №1. С.51-64.

В.В. ДУДЕНКОВА, Б.И. КИСЕЛЕВ, Ю.Н. ЗАХАРОВ
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕРЦАНИЯ ФЛУОРОФОРОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ С ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

Данная работа посвящена получению трехмерного сверхвысокого разрешения при совмещении голографической и флуоресцентной микроскопии. На примере нейронных культур рассмотрены основные особенности свечения и гашения флуоресцентных молекул.

При исследовании микрообъектов методами световой микроскопии, разрешение получаемых изображений ограничивается дифракционным пределом. Для преодоления такого ограничения мы предлагаем использовать совмещение методов цифровой голографической микроскопии и статистический анализ флуоресценции. Применение голографического подхода позволяет значительно увеличить глубину поля зрения. Для получения сверхвысокого продольного разрешения необходимо записать видео, состоящее из серии голограмм, восстановить получившееся распределение фазы зондирующего излучения и сравнить эти изменения кадр за кадром. При такой обработке можно сделать количественный вывод об изменении фазового профиля с большой точностью и необходимым временным разрешением. Это особенно актуально в задачах, связанных с изучением изменяющихся объектов.

Однако применение в отдельности голографического подхода, оставляет поперечное разрешение без изменений, а значит ограниченное дифракционным пределом. Мы предлагаем параллельно использовать метод анализа флуоресценции молекул. Данный метод применим в основном для исследования биологических препаратов, покрашенных специальными флуоресцирующими красителями или для трансгенных образцов. В биологии такая окраска применяется, например, для косвенного изучения изменения интегрального уровня ионов кальция в межклеточном пространстве. Поэтому использование такого подхода не требует дополнительной подготовки биологического препарата.

Основной подход такого метода заключается в возбуждении флуоресценции в образце. Мощность накачки нужно подбирать таким образом, что бы флуорофоры не светились постоянно, а загорались и гасли. Тогда при записи видео с минимальной экспозицией и как можно более большей частотой кадров, можно будет наблюдать мерцание данных молекул. Далее необходимо попарно вычсть кадры друг из друга. При вычитании следующего кадра из предыдущего, на разностном изображении отсекается интенсивность от тех молекул флуорофора, которые излучали свет постоянно, и останется только изображение молекул, которые либо зажглись за этот период, либо погасли. На таких разностных кадрах можно точно видеть расположение молекул с размытием, обусловленным функцией рассеяния.

При заданных параметрах наблюдения мы через дифракционный предел и разрешение цифровой матрицы можем вычислить размеры области, соответствующей одной молекуле. Аппроксимируем эту область Гауссовым куполом и найдем центр масс этого пятна, точно локализуя молекулу флуорофора, мерцание которой было зафиксировано на видео. Преимуществом такого подхода является быстрота и малое влияние шумов матрицы, так как размеры одного пикселя заведомо меньше функции рассеяния и не будут учитываться при аппроксимации. Чем больше кадров мы зафиксируем и обработаем, тем больше актов зажигания и гашения флуорофоров, а значит тем детальнее получится сверхразрешающее изображение поперечного сечения образца. При исследовании изменяющегося объекта, необходима камера, способная регистрировать кадры с большой частотой. И на одно изображение со сверхвысоким разрешением необходимо будет обработать то количество кадров, за которые объект еще не изменяется. Флуоресцентными красителями можно прокрасить любую интересующую внутреннюю структуру биологического препарата.

Совмещение данных методов было выполнено в собранной нами в оптической схеме. В качестве осветителя использовался лазер. С помощью светоделителя мы получили два когерентных пучка, один из которых проходил через объект и интерферировал с опорным, записывая на цифровой матрице серию внеосевых голограмм. Опорный луч так же использовался для возбуждения флуоресценции в образце. Такой совмещенный подход позволил нам на примере исследования живых нейронных культур гиппокампа мозга мыши получить результаты с трехмерным сверхвысоким разрешением.

А.В. КРАЙСКИЙ, Т.В. МИРОНОВА
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

СРАВНЕНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ И КОРРЕЛЯЦИОННОГО ФОНОВОГО МЕТОДА В РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ ПРОЦЕССА ДИФФУЗИИ

Проведено сравнение результатов, полученных в схеме голографической записи с нестационарной опорной волной с линейным изменением частоты по координате и во времени и результатов корреляционной обработки цифровых фотографий, сделанных со случайным фоновым экраном (Background Oriented Schlieren), для процесса взаимной диффузии двух жидкостей.

При взаимной диффузии двух прозрачных жидкостей показатель преломления $n(t,x)$ является функцией времени и координаты и подчиняется уравнению диффузии: $1/D \cdot \partial n / \partial t = \partial^2 n / \partial x^2$.

В голографическом эксперименте запись сигнала проводилась по схеме двухэкспозиционной интерферометрии с нестационарной опорной волной с линейным изменением частоты по координате и во времени [1]. В восстановленной волне, полученной при освещении голограммы стационарной опорной волной, содержалась полная информация о процессе диффузии. С использованием астигматической оптики эту информация была получена в четырех основных представлениях: пространство – время, пространство – временной спектр, угловой спектр – время и угловой спектр – временной спектр. Примеры основной зависимости (пространство – время) показаны на рис. 1.

Интерференционные полосы рисуют пространственно-временной фазовый портрет показателя преломления. Эти интерференционные картины использовались далее для расчетов других представлений сигнала [1, 2]. Для корреляционной обработки производилась съемка кюветы с диффундирующими жидкостями на фоне случайного экрана. Отклонение луча, вызванное прохождением его через кювету, приводило к смещению изображения соответствующего участка случайной картины в плоскости приемной матрицы. Зависимость величины сдвига от координаты определялась при корреляционном сканировании пар фотографий (сделанной в определенный момент времени и эталонной), что давало зависимость градиента показателя преломления от вертикальной координаты (рис. 2).

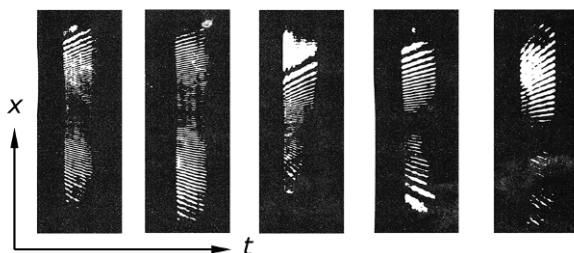


Рис. 1. Примеры интерферограмм (зависимости пространственного распределения сигнала от времени)

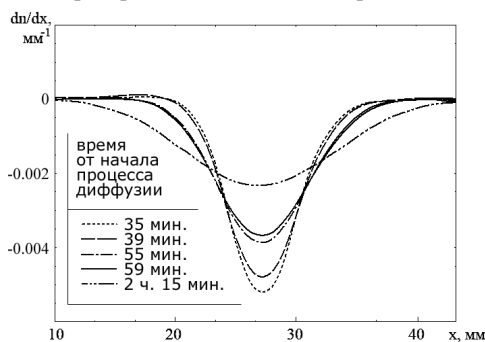


Рис. 2. Зависимость градиента показателя преломления от координаты

При интегрировании этих зависимостей восстанавливался профиль показателя преломления по координате для данного момента. По парам фотографий, сделанных в близкие моменты времени, определялась производная показателя преломления по времени. Таким образом, были рассчитаны все вышеупомянутые представления сигнала, полученные в голографическом эксперименте оптическими средствами.

Результаты, полученные обоими описанными методами, близки. При этом экспериментальная реализация корреляционного фонового метода намного проще, чем голографического.

Список литературы

1. Боркова В.Н., Зубов В.А., Крайский А.В. Временная голография модулированных оптических сигналов с применением нестационарной опорной волны с линейным изменением частоты по координате и во времени // Оптика и спектроскопия. 1987. Т.63. Вып.2. С.384-387.
2. Borkova V.N., Zubov V.A., Krajskij A.V. Holographic registration with nonstationary reference wave of one-dimensional optical signal and its analysis // Journal of soviet laser research. 1990. V.11. №4. P.305.

С.В. САИТОВ, Н.В. АНДРЕЕВА, О.В. АНДРЕЕВА
*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ОЦЕНКА ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ НАНОПОРистой ГОЛОГРАММЫ

В работе рассмотрено влияние изменения эффективного показателя преломления матрицы на спектральное поглощение объёмных голограмм, сформированных частицами коллоидного серебра. Рассмотрены спектры образцов в воздушно-сухом состоянии и в воде. Проведено сравнение с результатами измерений нанопористой среды с частицами коллоидного серебра, полученными химическим методом.

Высокая фазовая модуляция неотбеленных голограмм, полученных при химико-фотографической обработке галогенидосеребряных высокоразрешающих материалов, обусловлена образованием в их объёме компактных частиц коллоидного серебра [1, 2]. Исследование влияния свойств матрицы, в которой распределены частицы серебра, на эффективные параметры среды позволяет выявить условия получения высокоэффективных амплитудно-фазовых голограмм на галогенидосеребряных средах.

Объектом исследования являлись голограммы, полученные на фотопластинках ПФГ-03 и на объёмных нанопористых средах Ag-НПП (объёмные галогенидосеребряные среды в нанопористых матрицах) [1-3]. Структура рассматриваемых сред позволяет исследовать их характеристики как в воздушно-сухом состоянии, так и при помещении в воду, что позволяет целенаправленно изменять эффективный показатель преломления прозрачной матрицы, содержащей проявленные частицы серебра.

Образец 1 демонстрирует поведение голограмм, полученных на фотоматериалах ПФГ-03, при изменении показателя преломления прозрачной матрицы, роль которой в данном случае выполняет желатина. При помещении в воду желатина набухает, при этом уменьшается показатель преломления среды, окружающей частицы серебра и происходит «просветление» (уменьшение оптической плотности) среды – это явление знакомо всем, кто работал с изобразительными голограммами Денисюка: при постэкспозиционной обработке голограмм, полученных на высокоразрешающих галогенидосеребряных фотоматериалах, процесс сушки приводит к увеличению плотности проявленных фотопластинок.

Образец 2 демонстрирует поведение нанопористой галогенидосеребряной среды (Ag-НПМ) при переходе из воздушно-сухого состояния в водную среду. Помещение в воду образцов среды не приводит к изменению свойств силикатного каркаса и частиц коллоидного серебра, но заполнение свободного объема пор водой изменяет эффективный показатель преломления прозрачной матрицы, окружающей частицы серебра, что приводит к изменению эффективного показателя среды с зарегистрированными голограммами. Из полученных данных выяснилось, что при заполнении водой свободного объема пор плотность образца в видимой области спектра увеличивается. Данный эффект был подтвержден при исследовании образца 3, который представляет собой нанопористую матрицу с частицами коллоидного серебра, но не содержит желатины.

Как было показано в работе [3] для увеличения эффективности амплитудно-фазовых голограмм, сформированных частицами коллоидного серебра, необходимо стремиться к увеличению степени монодисперсности проявленных частиц и уменьшению эффективного показателя преломления матрицы, т.к. оба процесса приводят к уменьшению среднего коэффициента поглощения голограммы при неизменном значении амплитуды фазовой модуляции в видимой и ближней ИК области спектра.

Нанопористые галогенидосеребряные среды с этой точки зрения имеют значительное преимущество перед галогенидосеребряными материалами на подложке, т.к. максимальный размер проявленных частиц металлического серебра не может превышать максимального размера пор силикатной матрицы ($d \leq 20$ нм) и при считывании голограмм в воздушно-сухом состоянии эффективный показатель преломления гетерогенной матрицы ($n_{\text{эф}} \approx 1,28$) существенно меньше эффективного показателя преломления желатиновой матрицы ($n_{\text{эф}} \approx 1,52$).

Список литературы

1. Андреева О.В., Черкасов А.С., Обыкновенная И.Е., Кушнаренок А.П. Галогенидосеребряные фотоматериалы на основе пористых стекол // Оптический журнал. 2005. Т.72. №6. С.37-45.
2. Andreeva O.V., Bandyuk O.V. Light-sensitive media-composites for recording volume holograms based on porous glass and polymer. hologram // InTech (www.intechopen.com). Holograms: Recording Materials and Applications. 2011. P.45-70.
3. Суханов В.И., Кучинский С.А., Андреева О.В. Дифракционная эффективность амплитудно-фазовых голограмм на серебросодержащем пористом стекле // Оптика и спектроскопия. 1996. Т.81. Вып.5. С.851-855.

Д.Ю. МОЛОДЦОВ, В.Г. РОДИН, С.Н. СТАРИКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАСПОЗНАВАНИЕ ПО ПРОСТРАНСТВЕННЫМ И СПЕКТРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ ОБЪЕКТОВ С ПРОТЯЖЁННЫМ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСИОННОМ КОРРЕЛЯТОРЕ

Проведены эксперименты по распознаванию объектов с помощью дисперсионного коррелятора, использующего схему с одним объективом. Экспериментально опробованы три метода нормировки двумерных корреляционных сигналов для получения сигнала идентификации, не зависящего от мощности входного излучения.

Для решения задач распознавания объектов по их пространственным и спектральным параметрам в реальном масштабе времени были предложены дисперсионные корреляторы, в которых световые корреляционные сигналы распознавания формируются собственно излучением анализируемого объекта при его взаимодействии с пространственным фильтром-памятью.

В работе были проведены эксперименты по распознаванию контурных объектов с помощью дисперсионного коррелятора, использующего схему с одним объективом. В качестве источников входного излучения в экспериментах использовались светодиоды, имеющие протяженный спектр, в т.ч. RGB-светодиод с возможностью динамической изменения состава спектра излучения. Осуществлен синтез и вывод голографических фильтров с высоким разрешением (100 мкм^{-1}) на физический носитель.

Экспериментально получены корреляционные сигналы, была выявлена необходимость в их дополнительной пост-обработке, исключающей зависимость корреляционных сигналов от мощности входного излучения или параметров синтезируемых голографических фильтров. Были экспериментально опробованы три метода нормировки: на мощность излучения в нулевом, первом, и обоих порядках дифракции на фильтре.

Было установлено, что различные методы нормировки дают приблизительно одинаковые результаты, но более эффективна нормировка на интегральную мощность в нулевом порядке дифракции. Остальные же методы рационально применять, если при регистрации сигнала корреляции произошло переэкспонирование изображения в нулевом порядке.

Б.А. КУЗЯКОВ, Р.В. ТИХОНОВ

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

ЭФФЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОЙ БЕСПРОВОДНОЙ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ

Показано, что методы повышения мощности передатчика и снижения порогового уровня регистрируемых сигналов фотоприемником в оптической беспроводной системе связи относятся к наиболее эффективным. Приведены примеры реализованных лазерных космических линий связи.

Общая схема беспроводной оптической телекоммуникационной системы (БОТС) включает: источник лазерного излучения с модулятором, на который поступает информационный сигнал; модуль передающей антенны; атмосферный канал повышенной дальности; модуль приёмной антенны; модуль фотоприёмного устройства на основе быстродействующего фотодиода с предусилителем и системой обработки сигнала [1-2]. Дальность действия БОТС определяется параметрами оптической трассы и ее основных модулей. Величина поступающей лазерной мощности на приёмник системы P_r линейно зависит от мощности передатчика и потерь мощности в передатчике и в приёмнике [2]. Для P_r в БОТС характерны квадратичные зависимости от диаметров антенн передатчика D_t и приёмника D_r . Величина P_r зависит от коэффициента пропускания атмосферы σ , коэффициента смещения центра пучка от центра антенны приёмника $\beta(r)$ и обратно пропорциональна квадрату длины трассы. Нужно отметить, что перечисленные зависимости характерны как для наземных горизонтальных трасс, так и для наклонных и вертикальных. Анализ этих зависимостей P_r позволяет сформулировать основные методы совершенствования БОТС: 1) повышение мощности лазерного передатчика; 2) снижение порогового уровня регистрируемых сигналов в модуле фотоприемника.

Наиболее яркими примерами использования этих эффективных методов могут служить современные достижения в реализации лазерной связи между Землей и космическими аппаратами.

{1} Российские ученые из ОАО «НПК «Системы прецизионного приборостроения» 02.10.2012 реализовали уникальную лазерную передачу большого объема информации (дуплекс) между наземной станцией и МКС. Длина оптической трассы составляла ~ 400 км,

энергопотребление космического модуля ~ 150 Вт, длина волны излучения – 1,55 мкм, точность наведения оптических модулей ~ 10 угл. сек [3].

{II} Специалисты NASA 18.10.2013 реализовали проект LADEE (демонстрация лазерной связи с окололунным космическим аппаратом). Длина оптической трассы превышала $\sim 300\,000$ км, суммарная мощность 4 излучателей ~ 10 Вт, длина волны излучения – 1,55 мкм, диаметр 4 оптических антенн наземного приемника ~ 40 см, они размещались в углах приемного модуля: 90×150 см [4]. Применялись сверхчувствительные приемники, охлаждаемые до криогенных температур, с очень низким порогом регистрации фотонов. Эквивалентный диаметр антенны приемника превышает 85 см.

Анализ данных на сайтах Роскосмоса, NASA и СМИ [3-4], показывает, что в обеих рассматриваемых системах применяются волоконные лазеры высокой мощности с длиной волны в диапазоне 1,55 мкм, уникальные приемники с рекордно-низкими порогами обнаружения фотонов и весьма крупногабаритные оптические элементы (D_t, D_r). При этом, разработчики для реализации требуемой длины оптической трассы могут варьировать эти параметры в некоторых диапазонах в зависимости от доступных ресурсов (рис. 1), например, использовать передатчик с мощностью 100 Вт и более высокий порог обнаружения фотонов А вместо С.

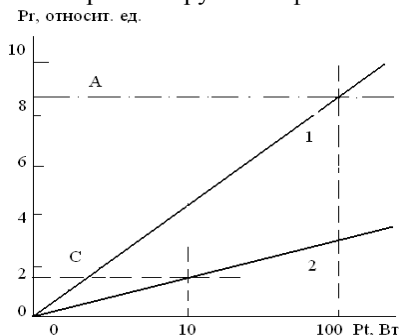


Рис. 1. Зависимость величины R_g от P_t для различных БОТС (1,2) и разных порогах обнаружения фотонов (А, С)

Список литературы

1. Милютин Е.Р. Атмосферные оптические линии связи в России // Вестник связи. 2008. №2. С.89-90.
2. Гончаров П.Ю., Карповцева В.Д., Кузяков Б.А. Оптимизация параметров линии связи ИК диапазона // II Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. М. МИФИ. 2013. С.209-210.
3. <http://www.federalspace.ru/19313/>; <http://www.npk-spp.ru>.
4. <http://www.spaceflight101.com/>; <http://www.spacedaily.com/reports>.

Б.А. КУЗЯКОВ, И.П. ШИЛОВ¹, Р.В. ТИХОНОВ*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*¹*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва*

СТАБИЛИЗАЦИЯ МОДОВОГО СОСТАВА В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ КОМБИНИРОВАННЫХ ЛИНИЙ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ

Рассматриваются основные параметры волоконно-оптических усилителей (ВОУ). В ВОУ большой мощности используются многомодовые световоды. Приведены эффективные методы стабилизации модового состава ВОУ.

В наше время интенсивно разрабатываются и широко применяются оптические линии (рис. 1) телекоммуникации [1-3]. При значительной протяженности всей телекоммуникационной линии и в ряде других случаев применяются волоконно-оптические усилители (ВОУ). ВОУ интенсивно совершенствуются, наряду с волоконными лазерами, имеющими широкий спектр применений.



Рис. 1. Вариант блок-схемы комбинированной оптической линии связи

К основным параметрам ВОУ относятся: коэффициент усиления среды; мощность насыщения; уровень (коэффициент) шума; динамический диапазон; усиленное спонтанное излучение (УСИ); чувствительность к поляризации сигнала; амплитудно-волновая характеристика (АВХ). Динамический диапазон тесно связан с коэффициентом шума, зависящим от уровня усиленного спонтанного излучения, остаточного сигнала накачки и перекрестной помехи. Шум приводит не только к уменьшению динамического диапазона, но и к снижению максимально допустимого усиления. Еще один источник шума - остаточный сигнал накачки на выходе усилителя, влияние которого на детектор в системе связи может быть уменьшено как с помощью фильтра

на выходе ВОУ, так и путем соответствующего выбора частоты источника накачки.

Для ряда применений нужны небольшие мощности на выходе ВОУ, при этом можно использовать одномодовые световоды. Однако при повышенной мощности передаваемого сигнала они не подходят. Это связано с тем, что в одномодовом световоде, даже при относительно небольшой передаваемой мощности, плотность мощности в сердцевине оказывается очень высокой [3]. Так, в одномодовом волокне с диаметром сердцевины 4 мкм, при мощности сигнала 30 мВт, на длине волны 1,55 мкм, плотность мощности в сердцевине превышает 300 кВт/см².

При необходимости получения большой выходной мощности ВОУ нужно использовать многомодовые световоды, с диаметром сердцевины более 50 мкм. Однако при этом, доля мощности моды LP₁₁ в интегральной мощности излучения, проходящей в волокне, становится одного порядка с мощностью основной моды LP₀₁, при мощности накачки ~ 300 Вт в ВОУ с длиной активного волокна 0,85 м [4,5]. Поэтому необходимо обеспечивать модовую стабилизацию (селекцию мод). Влияние перекрестных помех характерно для многоканальных усилителей в системах с использованием волноводного спектрального мультиплексирования (ВСМ). Оно проявляется как паразитные амплитудная или частотная модуляции сигнала одного канала другими сигналами. Для уменьшения коэффициента шума, вызванного этими причинами, сигнал на выходе ВОУ фильтруют с помощью полосового оптического фильтра (ПОФ).

Таким образом, при решении задачи стабилизации модового состава ВОУ целесообразно [2-5]: а) применять источник излучения с наименьшей шириной линии; б) использовать пассивные волоконные световоды с наименьшей модовой дисперсией; в) использовать наименьшие длины активного волокна, при обеспечении требуемого уровня усиления; г) в схеме ВОУ применять ПОФ.

Список литературы

1. Листвин А.В., Листвин В.Н., Швырков Д.В. Оптические волокна для линий связи. М.: Вэлком, 2002.
2. Кузяков Б.А. Оптимизация комбинированной телекоммуникационной системы с волоконными и атмосферными сегментами //Т - Comm. Телекоммуникации и транспорт. 2012. №8. С.41-43.
3. Wang B.G. Modeling of transient modal instability in fiber amplifiers. Optics Express. 2013. V.21. Is.10. P.12053-12067.
4. Smith A.V., Smith J.J. Influence of pump and seed modulation on the mode instability thresholds of fiber amplifiers // Opt. Express. 2012. V.20. Is.22. P.24545-24558.
5. Shakir S.A., Motes R.A., Berdine R.W. Efficient scalar beam propagation method // IEEE J. Quantum Electron. 2011. V.47. №4. P.486-491.

М.А. СЛЕПЦОВ², О.Е. НАНИЙ^{1,2},
В.Н. ТРЕЩИКОВ², Е.А. САЧАЛИН²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

²ООО «Т8», Москва

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРИ ЭКСПЛУАТАЦИИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДАЛЬНОЙ СВЯЗИ

Рассматриваются проблемы метрологического обеспечения служб эксплуатации современных магистральных транспортных систем DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing).

Рост объёмов передаваемой информации наблюдается на фоне снижения операционных расходов и расходов на эксплуатацию сети. Согласно отчетам за 10 лет снижение расходов составляет, около, 78 млрд. рублей [1-2]. Вместе с тем новые когерентные системы позволяют производить самоконтроль системы передачи данных на более высоком уровне, чем системы с амплитудными форматами [3]. В связи с этим актуальной задачей является разработать новые стандарты метрологического контроля волоконно-оптических систем передачи.

Конечной целью измерений параметров сигналов в системах DWDM является проверка работоспособности линии, по которой идет множество информационных потоков, т.е. подтверждение того, что полезная информация не только передается по всему оптическому тракту и что ее можно выделить из общего сигнала на принимающей стороне. В условиях реальной эксплуатации это еще и возможность контролировать изменение параметров линии во времени и своевременно принимать меры по замене, ремонту или дополнительной настройке оборудования.

Уже сейчас многие производители DWDM систем включают в состав оборудования встроенные системы контроля такие как: спектроанализатор (OSA), рефлектометр (OTDR), встроенные PRBS генераторы для контроля уровня BER. Блоки с функционалом измерительного оборудования есть практически у всех ведущих производителей оборудования, однако, при проектировании своих систем зачастую блоки контроля устанавливаются не в целях повышения качества эксплуатации, а для настройки системы [4-5].

Для повышения качества эксплуатации системы связи необходимо включать блоки контроля исходя из требований эксплуатации, таким образом, что периодические измерения системы можно было производить удаленно, используя систему управления оборудованием. Это позволяет объединить в один процесс управление оборудованием, периодический контроль параметров оборудования, контроль состояния кабельных трасс и быстрый поиск повреждений кабельных трасс.

Такой подход позволяет разработать комплекс мер по выявлению потенциально аварийных участков и узлов сети, планоно производить ремонт или замену блоков оборудования или ремонт ВОЛС.

Список литературы

1. Ростелеком Пресс-релиз 21 октября 2003 года, Москва.
2. Ростелеком Пресс-релиз 22 августа 2013 года, Москва.
3. Наний О.Е. и др. // Вестник связи. 2013. №9. С.17-19.
4. Product Documentation OptiX OSN 6800. Product version V100R005C00. Huawei Technologies Co., Ltd., 2010.
5. ТУ ВОЛГА 6660-01-85683360-13-1.0. ООО «Т8», 2013.

С.И. ИВАНОВ, А.П. ЛАВРОВ, И.И. САЕНКО

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН И ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ ДИАГРАММООБРАЗУЮЩИХ СИСТЕМ МИКРОВОЛНОВЫХ ФАР НА БАЗЕ ЭЛЕМЕНТОВ АНАЛОГОВОЙ ФОТОНИКИ

Приведены методика и результаты расчета шумовых характеристик приемных ФАР СВЧ диапазона с диаграммообразующими схемами, выполненными с применением элементов аналоговой фотоники

Диаграммообразующие схемы (ДОС) для ФАР СВЧ диапазона с применением элементов аналоговой фотоники (АФ) активно исследуются в последнее десятилетие из-за их принципиальных преимуществ перед ДОС на традиционной радиоэлектронной базе [1-2]. К критериям выбора ДОС для приемных ФАР относятся достижимые величины динамического диапазона и выходное отношение сигнал/шум – одни из важнейших параметров устройств [3].

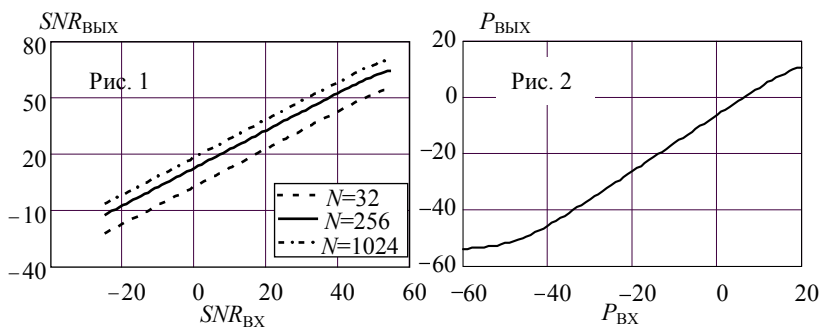
В данной работе представлены методика расчета и сравнительный анализ рабочих характеристик нескольких ДОС для приемных ФАР с использованием известных моделей описания входящих в их состав элементов современной АФ. Нами в качестве перспективных для реализации выбраны две ДОС: для ФАР параллельного обзора (схема ПО) (многолучевая) и для сканирующей ФАР с коммутацией задающих задержки отрезков волокон (схема КВ). Значения основных параметров элементов, выбранных для формирования ДОС, соответствуют характеристикам компонентов, представленных на рынке волоконно-оптических систем передачи информации, и приведены в таблице. В выбранных нами ДОС используются внешние оптические модуляторы Маха-Цендера и лазеры с разнесенными длинами волн и мощностью 1..20 мВт. При сложении сигналов в оптическом тракте ДОС от многоэлементной ФАР учитывался выигрыш в выходном отношении сигнал-шум при некогерентном накоплении шума. Проведенный анализ перспективных базовых схем ДОС показывает преимущество схемы КВ, что связано с меньшими потерями оптического тракта и отсутствием в нем оптического усилителя EDFA.

Определены элементы ДОС, которые вносят основной вклад в выходной шум всей системы. Проведенный расчет характеристик схемы КВ показывает, что для $N=256$ при входном отношении С/Ш -8 дБ

($P_{\text{ВХ}} = -43$ дБм) на выходе отношении С/Ш составляет 4,7 дБ (см. рис. 1), при этом ее динамический диапазон достигает более 50 дБ (см. рис. 2).

Полученные результаты расчетов динамического диапазона, основных рабочих шумовых характеристик ДОС и бюджета оптической мощности позволяют оценить возможности и ограничения диаграммообразующих схем для микроволновых приемных ФАР с использованием компонентов современной аналоговой фотоники.

Элемент ДОС	Параметр		Величина
Входной тракт СВЧ приемника ФАР и выходной усилитель ДОС	Коэффициент передачи $K_{\text{увч}}$		35 дБ
	Температура системы $T_{\text{шс}}$		300 К
	Полоса частот радиосигнала $\Delta f_{\text{вч}}$		1-12 ГГц
	Коэффициент шума $F_{\text{увч}}$		3 дБ
	Число элементов линейной ФАР N		32, 256, 1024
Лазеры, диапазон λ_n 1550 нм	Нестабильность интенсивности излучения RIN (relative intensity noise)		-150 дБ/Гц
Оптический модуль формирования управляемых временных задержек	Вносимые оптические потери L_n	Схема ПО (вкл. потери отраж. брегг. волок. решеток)	3 дБ
		Схема КВ (вкл. потери оптического переключ.)	7 дБ
Сумматор СВЧ модулированных оптических несущих	Схема ПО	Потери Star Coupler на 1 канал $L_{\text{EX_SC}}$	4 дБ
	Схема КВ	Потери мультиплексора WDM 32x1 на 1 канал $L_{\text{EX_WDM}}$	≤ 8 дБ



Список литературы

1. Бахрах Л.Д., Зайцев Д.Ф. Перспективы применения аналоговой фотоники в радиолокационных системах // Антенны. 2004. Вып. 8-9. С.134-138.
2. Tur M., Yaron L., Rotman R., Raz O. Photonic technologies for antenna beamforming // Proc. OFC/NFOEC. 2011. Paper OThA5.
3. Froberg N.M., Ackerman E.I., Cox C. Analysis of signal to noise ratio in photonic beamformers // IEEE Aerospace Conference. 2006. P.1067.

М.А. СИМОНОВ, А.В. ЗАРЕНБИН¹, Г.Н. ГРИДНЕВА
Московский государственный университет приборостроения и информатики
¹ООО «Инновационное предприятие «НЦВО-Фотоника», Москва

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ И ПРИМЕНЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ ОБЪЕКТА КОКСОВАНИЯ НЕФТЕПРОДУКТОВ

Разработан и внедрен волоконно-оптический телеметрический комплекс.

Несмотря на то, что на протяжении многих лет предпринимаются различные меры по обеспечению безопасности на предприятиях нефтехимической промышленности, по-прежнему существует немало потенциальных угроз и причин возникновения аварий. Необходима простая и надежная технология обеспечения безопасности, способная повысить уровень автоматизации управления безопасностью предприятия и контроля техпроцесса.

Преимуществами волоконно-оптических средств [1-3] для решения задач мониторинга состояния объектов коксования нефтепродуктов являются:

- Взрывозащищенность: измерение температуры и деформации, и передача сигнала от резервуара на операторский пульт осуществляются посредством оптоволокну;
- Точное определение датчика, вызвавшего срабатывание сигнализации;
- Высокая химическая и коррозионная стойкость;
- Электробезопасность;
- Значительная удаленность регистрирующего оборудования от места проведения измерений, малое время отклика;
- Наличие функции самоконтроля и самокалибровки в реальном времени;
- Вывод управляющих сигналов, передача данных в автоматическую систему управления, связь с системой пожаротушения в условиях срабатывания сигнализации и возникновения пожара;

Волоконно-оптический телеметрический комплекс (ВОТК), разработанный ООО ИП «НЦВО-Фотоника», предназначен для удаленного сбора показаний с волоконно-оптических датчиков температуры и деформации на промышленном объекте и последующей

передачи данных АСУ. В его состав входят волоконно-оптические датчики деформации, волоконно-оптические высокотемпературные датчики и унифицированный регистрирующий модуль (УРМ) [3].

УРМ предназначен для регистрации оптических сигналов от унифицированных волоконных датчиков на основе волоконных брэгговских решеток. Имеет возможность работать как автономно, так и в составе АСУ.

Датчик деформации представляет собой механическую систему, которая включает в себя измерительный элемент на основе волоконных решеток показателя преломления и механическое устройство, обеспечивающее преобразование деформации объекта в регистрируемую деформацию измерительного элемента.

Датчик температуры представляет собой отрезок оптического световода, защищенный металлоконструкцией, с записанной в него волоконной решеткой показателя преломления. Датчики предназначены для контактного измерения температуры различных объектов.

Волоконно-оптический телеметрический комплекс прошел метрологические испытания во Всероссийском научно-исследовательском институте метрологической службы (ВНИИМС) на калибровочном и поверительном оборудовании 1го и 2го класса точности [2]. Было получено Свидетельство об утверждении типа средств измерения на Комплексы волоконно-оптические телеметрические ВоТК-21х-1,55-у/40.

Результатом разработки и создания ВоТК является внедрение и довольно продолжительная эксплуатация (больше года) комплекса на объекте коксования нефтепродуктов на нефтеперерабатывающем заводе в тяжелых условиях, а именно:

- Диапазон измеряемых температур реактора от -50°C до $+500^{\circ}\text{C}$;
- Диапазон измеряемых деформаций растяжения / сжатия реактора составляет $-2 / +2$ мм соответственно;
- Высокие требования к комплексу по пожаровзрывобезопасности.

Список литературы

1. Окоси Т., Ономото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Интернет ресурс <http://forc-photonics.ru/ru/innovation/Fiber%20systems%20FBG/1/124/>.
3. ТУ-5210-221-77951881-2012. Волоконно-оптический телеметрический комплекс.

Д.А. РАДНАТАРОВ, С.А. ХРИПУНОВ,
С.М. КОБЦЕВ, В.М. ЛУНИН
Новосибирский государственный университет

КВАЗИНЕПРЕРЫВНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНОГО Nd:YVO₄/LBO ЛАЗЕРА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ

В работе впервые представлен разработанный и экспериментально реализованный метод квазинепрерывной перестройки частоты излучения мощного diode-pumped Nd:YVO₄/LBO лазера в широком частотном диапазоне. Разработанный метод позволяет автоматически сшивать 15-Гц области плавной перестройки частоты с точностью до ширины линии генерации лазера (5 МГц) без применения прецизионного измерителя длин волн излучения. Продемонстрирована область квазинепрерывной перестройки частоты генерации лазера 60 ГГц при выходной мощности излучения 1,4 Вт на длине волны 532 нм. Ранее в аналогичном лазере была реализована максимальная перестройка частоты в области 24 GHz [1].

В работе описана кольцевая схема лазера (рис. 1) с активной привязкой внутрирезонаторного эталона к частоте излучения. Плавное сканирование частоты генерации лазера осуществляется изменением длины резонатора с помощью смещения одного из зеркал резонатора пьезокерамическим перемещателем (PZT).

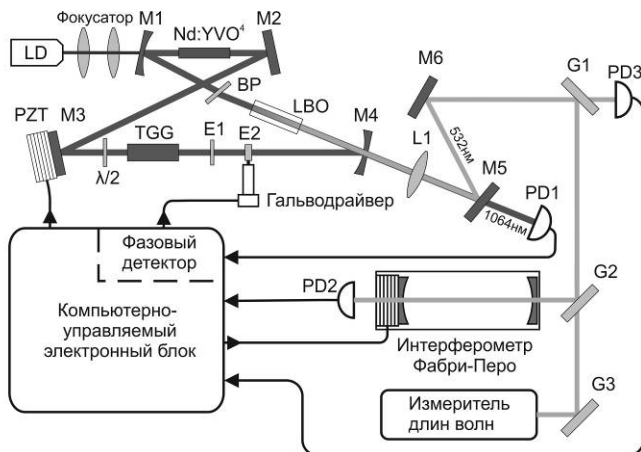


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

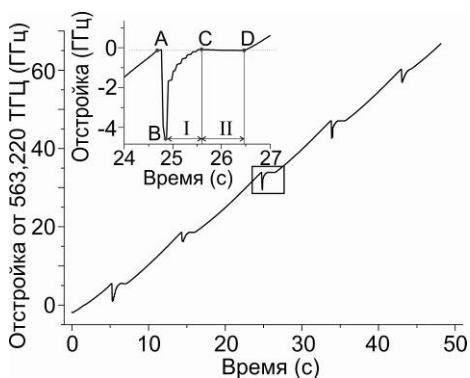


Рис. 2. Сшивка областей плавной перестройки: А – конец диапазона плавной перестройки, А-В – возврат пьезокерамики в начальное положение, В-С – грубая сшивка на основе показаний фазового детектора, С-Д – точная сшивка на основе показаний интерферометра

предыдущей области плавного сканирования частоты с началом следующей области плавного сканирования и обеспечить диапазон перестройки без переналожений или разрывов (рис. 2). В работе обсуждены особенности влияния эффекта самоподавления мод при внутрирезонаторном удвоении частоты излучения [2] на реализацию разработанного метода.

Реализованный метод квазинепрерывной перестройки частоты генерации “одноволнового” лазера в широкой области, не ограниченной относительно узкой областью плавной перестройки частоты генерации, открывает новые возможности использования таких лазеров. Перестройка частоты генерации в области, перекрывающей несколько десятков или сотен ГГц, в сочетании с возможностями значительного расширения спектрального диапазона генерации с помощью параметрической генерации позволяет превратить “одноволновой” одночастотный твердотельный лазер в прецизионный спектроскопический инструмент с перестройкой частоты излучения в широком спектральном диапазоне.

Список литературы

1. Wang W., Lu H., Su J., Peng K. Broadband tunable single-frequency Nd:YVO₄ /LBO green laser with high output power // *Applied Optics*. 2013. V.52. P.2279-2285.
2. Martin K.I., Clarkson W.A., Hanna D.C. Self-suppression of axial mode hopping by intracavity second-harmonic generation // *Optics Letters*. 1997. V.22. P.375-377.

Т.Н. БРЮХАНОВА¹, В.В. КРИШТОП,
А.И. ЛИВАШВИЛИ, М.И. ЯКУНИНА

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск
¹Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОЖИДКОСТИ

Изучается термодиффузионный механизм нелинейного поглощения света в жидкофазной среде с наночастицами.

Целью нашей работы является теоретическое исследование динамики термодиффузии наночастиц в жидкофазной среде, подвергаемой лазерному облучению постоянной интенсивности с учетом зависимости коэффициента поглощения частиц от их концентрации. Подобная задача была рассмотрена качественно в работе [1]. Более подробно она изучалась одним из авторов [2], причём, рассматривался стационарный случай.

Будем рассматривать частицы, размеры которых удовлетворяют условию: $a_0 \ll \tilde{\lambda}$, где a_0 - его линейный размер, а $\tilde{\lambda}$ - длина световой волны. Рассматриваемую систему считаем в целом оптически прозрачной, а эффекты поглощения будем связывать с частицами. Нами рассмотрен случай падения излучения с равномерным профилем интенсивности на кювету цилиндрической формы.

Рассмотрим жидкофазную среду с наночастицами, облучаемую световым пучком с \bar{I}_0 . В результате воздействия светового поля в среде возникает градиенты температуры и концентрации, обуславливающие процессы теплопереноса. Эти явления описываются системой балансных уравнений для температуры и частиц [3]:

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \alpha(C) \tilde{I}_0, \quad \frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C + D_T \nabla [C(1-C) \nabla T]$$

Здесь приняты следующие обозначения: T - температура среды, $C = C(r, t) = \frac{m_0}{m}$ - массовая концентрация частиц, C_p , ρ , λ - теплофизические постоянные жидкости, $\alpha(C)$ - коэффициент поглощения среды, D , D_T - коэффициенты диффузии и термодиффузии

соответственно. Далее будем рассматривать случай малых концентраций $C \ll 1$ и, так как, температурное поле в системе устанавливается быстрее, чем распределение концентрации частиц, будем решать задачу в условиях стационарной температуры: $\partial T / \partial t = 0$. Зависимость коэффициента поглощения среды от концентрации частиц представим в виде $\alpha(C) = \alpha_0 + \beta C$, где α_0 - коэффициент поглощения вещества частиц, а коэффициент β связан с зависимостью поглощения от концентрации.

Этот подход позволяет получить в приосевом приближении точное автомодельное решение.

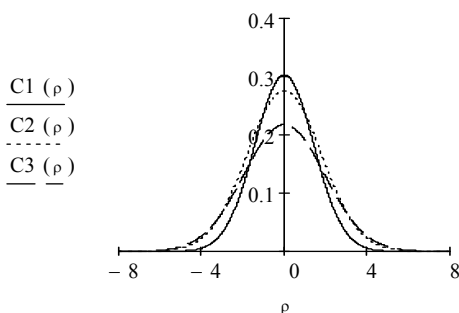


Рис. 1. Зависимости концентрации от радиальной переменной в условных единицах при различных значениях параметра β . Кривой 1 соответствует $\beta=0$, кривой 2 – $\beta=0,5$, кривой 3 – $\beta=2$.

Из этих графиков кривых следует, что увеличение значения параметра β приводит к уменьшению амплитудного значения концентрации и фактическому росту размеров области среды, вовлекаемого в диффузионный процесс.

Список литературы

1. Tabiryan N., Luo W. Soret feedback in thermal diffusion of suspensions // Phys. Rev. E. V.57. №4 (1998) p. 4431- 4438
2. Ливашвили А.И. Кузин А.А. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения жидкофазной дисперсной среды // Научн.-технич. ведомости СПбГПУ. 2009. №4. С.83-85
3. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964.

А.А. АКИМОВ, Е.В. ВОРОБЬЕВА, В.В. ИВАХНИК
Самарский государственный университет

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Получено выражение для временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности для схем с попутными и встречными волнами накачки. Численно показано, что увеличение толщины нелинейного слоя приводит к росту ширины временного отклика. Проанализирована временная зависимость качества обращения волнового фронта четырёхволновым преобразователем излучения.

Линеаризация в приближении заданного поля по волнам накачки уравнений, описывающих четырёхволновое взаимодействие, позволяет использовать функцию временного отклика для характеристики четырёхволновых преобразователей излучения [1].

В работе исследуется временной отклик вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности, временная динамика пространственного спектра волны с обращенным волновым фронтом в схемах со встречными и с попутными волнами накачки. При решении волнового уравнения совместно с нестационарным уравнением теплопроводности используются приближение заданного поля по волнам накачки, приближение малого коэффициента преобразования, параксиальное приближение. Волны накачки считаются плоскими. Получены аналитические выражения для временного отклика и пространственного спектра объектной волны вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с учетом толщины нелинейной среды для схем со встречными и с попутными волнами накачки. В качестве сигнальной волны использовалась волна от точечного источника. Анализ временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения проводился при условии независимости от времени амплитуд волн накачки.

При фиксированном значении пространственной частоты с течением времени модуль временного отклика монотонно убывает. Для количественной оценки временного отклика используется ширина модуля временного отклика, определяемая как время, за которое модуль временного отклика уменьшается в два раза по сравнению с максимальным значением. Ширина временного отклика характеризует

время записи тепловой решетки. В схеме со встречными волнами накачки с ростом пространственной частоты ширина временного отклика уменьшается. При фиксированных параметрах нелинейной среды увеличение частоты взаимодействующих волн приводит к росту скорости уменьшения ширины временного отклика. Установлено, что рост толщины нелинейной среды приводит к увеличению ширины временного отклика. В схеме с попутными волнами накачки характер зависимости временного отклика существенным образом зависит от поперечной составляющей волнового вектора объектной волны (пространственной частоты). Вид временного отклика определяется наличием в нелинейной среде двух тепловых решеток, время записи которых непосредственно связано с периодами этих решеток. При больших толщинах нелинейной среды ширина временного отклика максимальна на пространственных частотах объектной волны, величина которых находится вблизи пространственных частот волн накачки.

Для анализа качества обращения волнового фронта используется полуширина полосы пространственных частот, в пределах которой сосредоточена основная энергия объектной волны. Для обеих схем с течением времени наблюдается уменьшение полуширин полос пространственных частот с последующим выходом на стационарные значения. Качество восстановления волнового фронта ухудшается. В схеме со встречными волнами накачки время выхода на стационарное значение существенным образом зависит от толщины нелинейного слоя. Стационарное значение ширины полосы пространственных частот уменьшается с ростом толщины нелинейного слоя, причем в начальный момент времени качество обращения волнового фронта от толщины слоя не зависит. В схеме с попутными волнами накачки время выхода полуширины полосы пространственных частот на стационарное значение в плоскости волн накачки больше, чем в плоскости, перпендикулярной волнам накачки. Увеличение угла между волнами накачки не меняет стационарное значение полуширины полосы пространственных частот в плоскости волн накачки и приводит к росту стационарного значения полуширины полосы пространственных частот в перпендикулярной волнам накачки плоскости. В плоскости волн накачки увеличение угла между ними не приводит к существенному изменению времени выхода полуширины полосы пространственных частот объектной волны на стационарное значение.

Список литературы

1. Ивахник В.В. Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии. Самара: Издательство Самарского университета, 2010.

Б.Б. АВЕРБУХ

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКОЙ S-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ВЫХОДЕ ИЗ СРЕДЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЯМИ

Аналитически исследован интерференционный механизм того, что, что область существования обратных волн включает в себя не только дипольную среду, но и некоторую зону за ее пределами.

Среда считается состоящей из $T = 2q$ плоскопараллельных дипольных монослоев (q электрических и q магнитных). Все дипольные монослои лежат в плоскостях xy , пересекающих ось z в точках z_1, z_2, z_3, \dots . Расстояния между всеми монослоями по оси z одинаковы и равны a . Диполи одного монослоя расположены равномерно (электрические с плотностью N_d и магнитные – с плотностью N_m) и неупорядоченно и в пределах своего монослоя не взаимодействуют между собой. Поляризуемость электрического диполя равна $A_d < 0$, а магнитного равна $A_m < 0$. Поле диполя учитывается полностью. Поскольку внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей, причем учитывается, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев. Далее считаем, что нечетные монослои являются электрическими, а четные – магнитными.

Пусть на первый электрический монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. В этом случае, в среде распространяется поле со средним волновым вектором \mathbf{K} , z -компонента которого равна $K_z = k_{0z} + (P_d + P_m)/2a$, где $P_d = 2\pi N_d A_d k^2 / k_{0z}$, а $P_m = 2\pi N_m A_m k^2 / k_{0z}$ [1]. При

$k_{0z} < (P_d + P_m)/2a$ имеем $K_z < 0$, что соответствует области существования обратных волн. Как показано в работе [2], z -компонента волнового вектора поля на выходе из диэлектрика (на расстоянии b от диэлектрика) равна $k_{3z} = k_{0z} + P_m/b$.

Таким образом, за диэлектрическим слоем распространяется поле (т.е. прошедшее через диэлектрик поле), у которого z компонента волнового вектора зависит от расстояния b между точкой наблюдения и диэлектрическим слоем. В пределах ближней зоны за диэлектриком при $b < P_m/k_{0z}$ величина k_{3z} отрицательна, что соответствует области существования обратных волн. При $b = P_m/k_{0z}$ величина k_{3z} равна нулю, а при $b > P_m/k_{0z}$ величина k_{3z} положительна. С ростом b величина k_{3z} уменьшается, стремясь к значению k_{0z} . Если точка наблюдения находится в дальней зоне и $b \gg \lambda \gg a$, то $k_{3z} \approx k_{0z}$ и волновой вектор выходящей из диэлектрического слоя волны практически параллелен волновому вектору падающей на слой волны.

Выход области существования обратных волн за пределы среды ранее был получен в работах [3, 4] при численном решении уравнений Максвелла. Физический механизм этого явления не исследовался. В настоящей работе показано, что поле на выходе из диэлектрика (и зависимость $k_{3z}(b)$) формируется при сложении падающего поля и полей, рассеянных диполями среды. Поэтому можно сказать, что выход области существования обратных волн за пределы среды является следствием интерференции электромагнитных волн.

Список литературы

1. Авербух Б.Б., Авербух И.Б. Распространение плоской S- поляризованной электромагнитной волны в слоистой среде из электрических и магнитных диполей // Сб. тр. VII меж. конф. молодых ученых и специалистов "Оптика 2011". Санкт-Петербург: 2011. С.106-109.
2. Авербух И.Б., Авербух Б.Б. Преломление плоской S- поляризованной электромагнитной волны на выходе из среды, состоящей из электрических и магнитных диполей // Сб. тр. VIII меж. конф. молодых ученых и специалистов "Оптика 2013". Санкт-Петербург: 2013. С.75-77.
3. Kissel V.N., Lagarkov A.N. Superresolution in left-handed composite structures: From homogenization to a detailed electrodynamic description // Phys. Rev. B 72. 2005. P.085111.
4. Lagarkov A., Kisel V. Metamaterials and superresolution: From homogenization to rigorous approach // Physica B 394. 2007. P.163-166.

О.Т. КАМЕНЕВ^{1,2}, В.А. КОЛЧИНСКИЙ², Ю.С. ПЕТРОВ²,
Р.В. РОМАШКО^{1,2}

¹Институт автоматизи и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

²Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

ПРИМЕНЕНИЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ АДАПТИВНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СЕЙСМОПРИЕМНИКОВ

Данная работа посвящена исследованию применения $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ для построения адаптивных волоконно-оптических сейсмоприемников.

Наиболее эффективным решением проблемы стабилизации рабочей точки волоконно-оптического интерферометра является применение на этапе демодуляции динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле, которые позволяют сделать интерферометр адаптивным [1]. К настоящему времени достаточно подробно изучены особенности формирования адаптивных корреляционных фильтров на основе динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивных кристаллах CdTe в коллинеарной и ортогональной геометрии для создания быстродействующих систем обработки оптических сигналов [2]. Применение такого корреляционного фильтра в качестве устройства фазовой демодуляции в волоконно-оптическом сейсмоприемнике затруднительно, так как корреляционный фильтр будет адаптироваться не только к температурному федингу рабочей точки, но также и к полезному сигналу, который, например, в случае регистрации колебаний земной коры, может иметь частоты от 0,01 до 1 Гц. Поэтому необходимо существенного снижения быстродействия фоторефрактивного кристалла (ФРК) за счет увеличения времени записи динамической голограммы.

Для решения данной задачи предлагается использовать ФРК $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), который, как и CdTe , относится к кристаллам с кубической симметрией, но обладает большим временем записи голограммы. На рис. 1 представлена схема, экспериментальной установки, предназначенной для практической реализации адаптивного корреляционного фильтра на основе кристалла ВТО. Основой установки является модифицированный интерферометр Маха-Цендера, в котором интерференция волн на выходе заменена ортогональным взаимодействием в ФРК $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Для определения быстродействия адаптивного корреляционного фильтра на основе фоторефрактивного кристалла ВТО, предназначенного

для обработки сигналов волоконно-оптических сейсмоприемников, были проведены экспериментальные исследования времени записи голограммы в ФРК. На рис. 2 представлена временная зависимость сигнала фазовой демодуляции, записанная в процессе формирования голограммы в ФРК. Как видно из рисунка, время записи голограммы в кристалле ВТО составляет 4 минуты. Таким образом, в настоящей работе показана возможность применения фоторефрактивного кристалла ВТО для построения адаптивных волоконно-оптических сейсмоприемников.

Исследование выполнено при поддержке Программы «Научный фонд» ДВФУ», а также Президиума ДВО РАН.

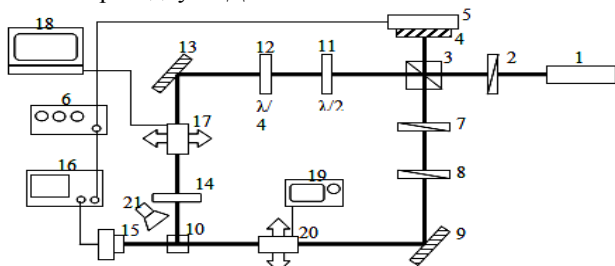


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, предназначенной для практической реализации адаптивного корреляционного фильтра на основе кристалла ВТО:

- 1 - He-Ne лазер, 2, 7, 8 - поляризаторы, 3 - светоделитель, 4 - подвижное зеркало, 5 - модулятор, 6 - генератор, 9, 13 - зеркала, 10 - ФРК, 11 - $\lambda/4$ пластинка, 14 - цилиндрическая линза, 15 - фотоприемник, 16 - осциллограф, 17 - поляриметр, 18 - ПК, 19 - измеритель мощности оптического излучения, 20 - измерительная головка, 21 - галогеновая лампа

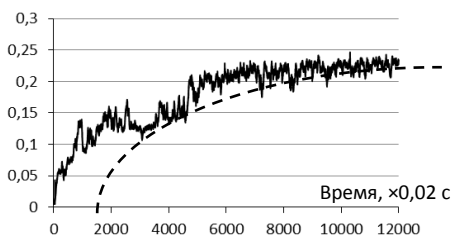


Рис. 2. Временная зависимость сигнала фазовой демодуляции в процессе формирования голограммы в ФРК

Список литературы

1. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., et. al. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V // Optics Express. 2007. V.15. N.2. P.545-555.
2. Romashko R.V., Di Girolamo S., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A.. Photorefractive vectorial wave mixing in different geometries // J. Opt. Soc. Am. B. 2010. V.27. №.2. P.311-317.

Л.К. ЯРОВОЙ, Д.А. ИВАЩЕНКО, В.И. РОЗУМНЮК
Киевский национальный университет им. Т. Шевченко

ПОДАВЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПОМЕХ ВОЛОКОННОГО ЗОНДА ЛАЗЕРНОГО ВИБРОМЕТРА НАНОМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Продемонстрирована возможность создания лазерного доплеровского виброметра (ЛДВ) с волоконно-оптическим зондом длиной более десяти метров, который имеет повышенную помехозащищенность.

Лазерные доплеровские виброметры (ЛДВ) – это современные средства для исследования механических колебаний. Для получения новых потребительских качеств в трактах ЛДВ используются волоконные световоды. Однако, вследствие влияния на световод ряда внешних факторов, как, например, перемещение световода, изменяется фаза распространяющегося по световоду излучения, и это, в свою очередь, влияет на выходной сигнал ЛДВ, вызывая рост помех в общем случае.

В данной работе предложено уменьшать влияние фазовых помех путем добавления дополнительной опорной волны, приводящей к трёхволновому фотосмещению (ТВФ) [1]. Обычно присутствие третьей волны в процессе оптического гетеродинамирования приводит к заметному возрастанию помех [1]. Однако, при соблюдении определенных фазовых и амплитудных соотношений интерферирующих волн может наблюдаться увеличение амплитуды сигнала мгновенной частоты Δf_D детектированного сигнала [2] (как известно, выходной сигнал ЛДВ пропорционален Δf_D , который, в свою очередь, пропорционален мгновенной скорости объекта).

В предложенной схеме [3] "первичная" зондирующая волна распространяются вдоль световода, и лишь при отражении части излучения на выходном торце происходит ее разделение на зондирующий и второй опорный пучок (первый опорный пучок, как обычно, не покидает ЛДВ и играет роль оптического гетеродина). Условия разделения зондирующей и второй опорной волны подобраны таким образом, чтобы с учетом отражающих свойств поверхности объекта удовлетворить условиям компенсации фазовых шумов световода, т.е. приблизительное равенство и противофазность оптических сигналов зондирующей и второй опорной волн. Отметим, что компенсация шумов с

помощью ТВФ возможна лишь для амплитуд колебаний меньше четверти длины волны зондирующего излучения.

В качестве примера на рис. 1 и 2 представлены экспериментальные спектры выходных сигналов ЛДВ для объекта, колеблющегося с амплитудой 0,3 нм на частоте 5.2 кГц. Воздействие на волоконный тракт промоделировано путем подачи сигнала 1 кГц на пьезоэлемент, механически связанный с частью световода, что приводит "паразитной" фазовой модуляции оптического пути в световоде с индексом $m=0,19$.

Если условия ТВФ далеки от оптимального, то в этом случае сигнал помехи на частоте 1 кГц почти втрое превышает сигнал вибрации (рис. 1). При настройке параметров ТВФ, близких к оптимальным, возникает аномальный рост амплитуды выходного сигнала на 24 дБ, а уровень помехи остается прежним (рис.2) .

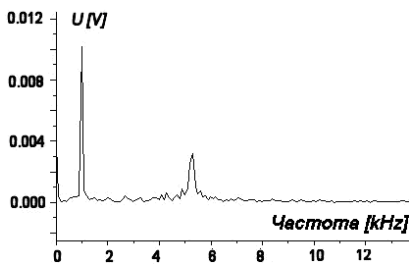


Рис. 1. Спектры выходного сигнала ЛДВ с дополнительным каналом

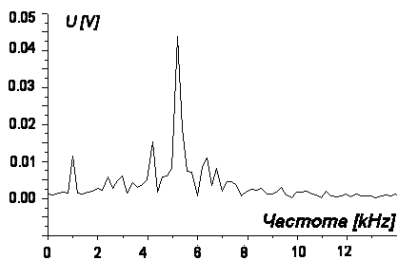


Рис. 2. Тоже при оптимальной настройке параметров ТВФ

Таким образом, на примере ЛДВ экспериментально продемонстрирована возможность повышения помехозащищенности волоконного канала интерференционных приборов. Расчеты показывают, что при оптимальном выборе условий ТВФ чувствительность к частотным сигналам может быть повышена на десятки децибел.

Список литературы

1. Yarovoi L., Siegmund G. The effect of three-wave interference in laser Doppler vibrometry // Meas. Sci. Technol. 2004. V.15. P.2150-2156.
2. Яровой Л.К. Особливості роботи лазерного доплерівського вібрметра з трихвильним фотозмішуванням в нанометровому діапазоні // Вісник Київського університету. Серія: Математика. Механіка. 2011. Випуск. 26. С.39-43.
3. Яровой Л.К., Іващенко Д.О., Розумнюк В.І. Лазерний доплерівський вимірювач вібрації. Патент України 990558 G01C 3/00, G01C 3/08, G01B 9/02. Заявл. 09.04.2012. Печат. 10.07.12, Бюл. № 13.

А.В. ДОСТОВАЛОВ¹, А.А. ВОЛЬФ¹,
М.В. ДУБОВ², С.А. БАБИН^{1,3}

¹*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

²*Aston University, Birmingham, UK*

³*Новосибирский государственный университет*

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ПОТОЧЕЧНАЯ ЗАПИСЬ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК ЧЕРЕЗ ПОЛИИМИДНОЕ ПОКРЫТИЕ

В работе представлены результаты по записи ВБР в нефоточувствительных волоконных световодах через полиимидное защитное покрытие излучением фемтосекундного иттербиевого лазера ($\lambda = 1030$ нм). Запись ВБР производилась поточечным методом в специализированных оптических волокнах: стойкого к высоким температурам Fibercore SM1500(9/125)P, и стойкого к насыщению водородом Fibercore SM1500SC(9/125)P.

В последние два десятилетия волоконные брэгговские решетки (ВБР) нашли широкое применение в сенсорных системах благодаря ряду преимуществ, таких как компактный размер, отсутствие восприимчивости к электромагнитным полям, способность прямого измерения таких физических параметров как температура и деформация. Использование специализированных оптических волокон расширяет спектр применения датчиков на основе ВБР. Так, например, полиимидное защитное покрытие позволяет увеличить предел прочности волоконного световода (ВС) на растяжение и повышает стойкость ВС к высоким температурам, использование ВС с чисто кварцевой сердцевиной делает возможным использование волоконных датчиков в средах с высоким содержанием водорода [1].

Традиционным методом создания ВБР является технология УФ записи, при которой периодическая модуляция показателя преломления возникает за счет интерференционных полос УФ излучения. При этом механизм изменения показателя преломления требует использования фоточувствительных материалов. Альтернативным бурно развивающимся методом создания ВБР является фемтосекундная ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) запись [2], при которой модуляция показателя преломления происходит за счет нелинейного поглощения лазерного излучения. Отличительной особенностью данного метода является возможность записи ВБР в нефоточувствительных ВС (например, с чисто кварцевой сердцевиной), а

также запись ВБР через защитное покрытие ВС без его разрушения (например, прозрачные для ИК длин волн акрилат и полиимид) [3].

В экспериментах использовалось два типа оптических волокон с полиимидным покрытием: стойкое к высоким температурам Fibercore SM1500(9/125)P — волокно А, и стойкое к насыщению водородом Fibercore SM1500SC(9/125)P с чисто кварцевой сердцевиной — волокно Б. При диаметре ≈ 125 мкм, толщина защитного покрытия данных волокон составляет ≈ 10 мкм. Запись ВБР осуществлялась поточечным методом излучением иттербиевого лазера с длиной волны $\lambda = 1030$ нм и длительностью импульса $\tau = 232$ фс, излучение фокусировалось микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0,7$.

Спектры отражения записанных ВБР приведены на рис. 1. Параметры записи, а также параметры полученных решеток приведены в таблице.

Волокно	E_p , нДж	L_{FBG} , мм	Λ_{FBG} , мкм	λ_{FBG} , нм	$\Delta\lambda_{\text{FBG}}$, нм	R , %
А	160	11	1,07	1549	0,09	86,5
Б	160	8	1,07	1542	0,07	51

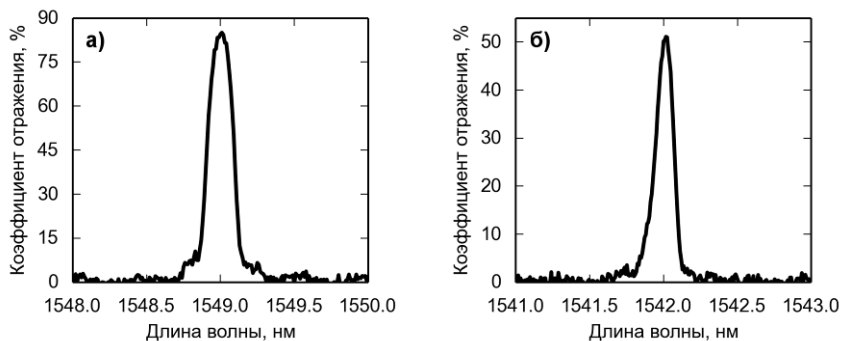


Рис. 1. Спектры отражения ВБР, записанных через полиимидное покрытие в специализированных волокнах: SM1500(9/125)P (а), SM1500SC(9/125)P (б)

Продемонстрированные результаты открывают перспективы использования волоконно-оптических датчиков в агрессивных средах (высокие температуры до 350 °С, высокое содержание водорода > 1 атм).

Список литературы

1. Yamamoto Y., Sasaki T., Taru T., et. al. Water-free pure-silica-core fibre and its stability against hydrogen ageing // Electron. Lett. 2004. V.40. No.22. P.1401.
2. Thomas J., Voigtländer C., Becker R. G., et. al. Femtosecond pulse written fiber gratings: a new avenue to integrated fiber technology // Laser Photon. Rev. 2012. V.6. No.6. P.709–723.
3. Mihailov S.J., Grobnić D., Smelser C.W. Efficient grating writing through fibre coating with femtosecond IR radiation and phase mask // Electron. Lett. 2007. V.43. No.8. P.442.

А.В. ДОСТОВАЛОВ¹, В.П. КОРОЛЬКОВ^{1,3}, С.А. БАБИН^{1,3},
С.К. ГОЛУБЦОВ¹, В.И. КОНДРАТЬЕВ²

¹*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

²*Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск*

³*Новосибирский государственный университет*

ФОРМИРОВАНИЕ НАКЛОННЫХ И ДВУМЕРНЫХ РЕШЕТОК ПРИ СКАНИРУЮЩЕЙ ФЕМТОСЕКУНДОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ НА МЕТАЛЛАХ

В работе представлены результаты по исследованию влияния расстояния между соседними треками при сканировании фемтосекундного лазерного излучения на процесс формирования самоиндуцированных решеток на поверхности никеля. Показано, что при перекрытии областей экспонирования соседних треков направление штрихов существенно отклоняется от перпендикулярного, и угол разворота зависит от направления сканирования пучка. Обнаружено формирование двумерной структуры при двойном проходе пучка.

Фемтосекундная лазерная микрообработка стала за последние годы одним из наиболее бурно развивающихся направлений лазерной технологии. Большой интерес вызывает эффект формирования самоиндуцированных периодических наноструктур с периодом менее длины волны лазера. При этом диаметр воздействующего лазерного пучка может достигать миллиметра. В ряде работ показано, что направление решетчатых структур определяется поляризацией излучения. Этот эффект открывает путь к формированию наноструктур для различных прикладных задач (изменение цвета металлов без окраски, формирование антиотражающих покрытий, управление смачиваемостью при создании микрофлюидных микросистем и т.д.).

Исследуя применение локализованного фемтосекундного лазерного наноструктурирования (ФЛН) на установке лазерной записи, созданной совместными усилиями НГУ и ИАиЭ СО РАН, мы обнаружили эффекты, которые не наблюдались или не анализировались другими авторами. Экспериментальная установка состоит из фемтосекундного лазера PHAROS 6W (Light Conversion LTD) с центральной длиной волны основной гармоники 1026 нм, длительностью импульса 232 фс, энергией импульса до 0.2 мДж, частотой повторения 1кГц и высокоточного позиционера Aerotech. Скорость перемещения образца при проведении экспериментов была от 0.2 до 0.5 мм/с. Диаметр сфокусированного пучка

был около 4 мкм. Наноструктуры, полученные в ходе экспериментов, исследовались на сканирующем электронном микроскопе Hitachi S3400N.

Первый эффект, на который мы обратили внимание, хорошо виден из сравнения двух СЭМ микроизображений, показанных на рис. 1а и 1б. При большом расстоянии между треками сканирования пучка направление штрихов самоиндуцированной решетки строго перпендикулярно (рис. 1а) направлению поляризации лазерного излучения (короткая стрелка на рисунках), которое было параллельно направлению сканирования. При перекрытии областей экспонирования соседних треков направление штрихов существенно отклоняется от перпендикулярного. Кроме этого, угол разворота зависит от направления сканирования пучка. Темные вертикальные области на рис. 1б соответствуют максимуму в распределении интенсивности лазерного пучка. Белые пунктирные линии показывают траектории движения лазерного пучка и направление движения. Угол поворота штрихов лежит в пределах 15-20 градусов. Для исследования зависимости поворота штрихов от величины перекрытия между соседними треками на поверхности никелевой фольги были записаны крестообразные тесты. Запись производилась двумя проходами лазерного пучка с небольшим углом между линейными траекториями проходов. Было обнаружено, что направление сканирования по соседним траекториям влияет на характер поворота штрихов решетки. Наиболее упорядоченные и прямые штрихи формируются при схождении сонаправленных треков. Кроме эффекта поворота штрихов решетки впервые обнаружено формирование двумерной структуры, показанной с большим увеличением на рис. 1в. Интересно, что период структуры поперек направлению поляризации существенно меньше (540 нм), чем период обычной структуры вдоль направления поляризации (770 нм).

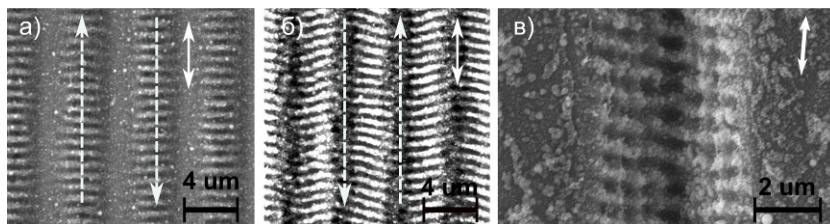


Рис. 1. СЭМ-микроизображения нанорешеток, записанных сканированием фемтосекундного лазерного пучка (энергия в импульсе 107 нДж) с шагом между треками 5 мкм и скоростью сканирования – 0.5 мм/с (а) и шагом 4 мкм и скоростью сканирования – 0.2 мм/с (б); СЭМ-микроизображение самоиндуцированных нанорешеток, записанных двукратным проходом пучка (в)

В.А. НИКИТИН, Ю.И. СКРЕДОВА, Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

СОЗДАНИЕ В СТЕКЛЕ МИКРОЛИНЗ ОВАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Представлена методика изготовления микролинз овальной формы в стеклянных подложках, их геометрические размеры и фокусные расстояния.

Поверхности овальных микролинз имеет различную, не равную по величине кривизну в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, что позволяет использовать их в оптических системах, осуществляющих трансформацию эллиптического пучка оптического излучения в круговой. Подобные микролинзы могут использоваться для согласования протяженных источников света с приемниками, имеющими круглую форму.

Целью работы является изготовление микролинз овальной формы в стеклах с повышенным содержанием щелочных ионов методом электростимулированной миграции ионов и измерение их параметров.

Метод электростимулированной миграции ионов из расплава солей лежит в основе получения канальных волокон повышенной толщины, их заглубления в стеклянную подложку и управления формой поперечного сечения, а также создания микролинз и матриц микролинз в стеклах [1].

Микролинзы овальной формы изготавливались на подложках из стекла от фотопластин размером $45 \times 28 \times 1,25$ мм методом электростимулированной миграции ионов из расплава солей $\text{AgNO}_3 + \text{NaNO}_3$, взятых в молярном отношении 1:10. Стекло фотопластин представляет собой натриевосиликатное многокомпонентное стекло с содержанием до 14% оксида натрия.

На одну из сторон стеклянной пластинки наносилось маскирующее покрытие в виде слоя алюминия толщиной 1 мкм, в котором фотолитографией изготавливались отверстия овальной формы.

На противоположную сторону стеклянной пластинки методом термического напыления наносился тонкий слой алюминия, игравший роль катода в процессе электростимулированной миграции ионов из расплава соли в стеклянную пластинку. Между катодом и расплавом соли прикладывалось стимулирующее электрическое напряжение 20 В. Процесс формирования микролинз в стеклянной подложке осуществлялся при температуре 380°C в течение 6 мин. По окончании процесса производилось удаление маскирующего слоя и напыленного катода.

Внешний вид изготовленных микролинз овальной формы представлен на рис. 1.

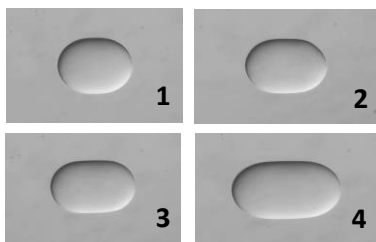


Рис. 1. Внешний вид микролинз овальной формы

Измерение геометрических размеров и фокусных расстояний изготовленных микролинз проводилось в свете гелий-неонового лазера ЛГН-203 при помощи микроскопа и микрометра окулярного МОВ1–15^х.

Лазерное излучение, проходящее через микролинзу овальной формы, фокусируется дважды. Первый раз поверхностью, образованной вдоль

ширины микролинзы, а второй раз поверхностью, образованной вдоль длины микролинзы. При этом в фокальных плоскостях наблюдаются фокальные пятна в виде линий, расположенных на разном расстоянии от поверхности микролинзы внешний вид которых представлен на рис. 2.

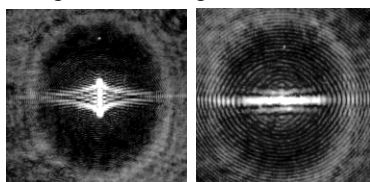


Рис. 2. Внешний вид фокальных пятен микролинзы №3

Если в один из фокусов такой микролинзы помещать протяженный источник излучения, то это излучение выйдет из микролинзы в виде коллимированного пучка света, что дает возможность трансформировать оптический пучок круглой формы в цилиндрический – и наоборот.

Результаты измерений геометрических размеров микролинз овальной формы и их фокусных расстояний сведены в табл. 1.

Таблица 1

№ микролинзы	Ширина микролинзы, мкм	Длина микролинзы, мкм	Первое фокусное расстояние, мкм	Второе фокусное расстояние, мкм
1	180	220	760	930
2	180	244	760	1030
3	180	252	760	1070
4	180	324	760	1370

Список литературы

1. Никитин В.А., Яковенко Н.А. Электростимулированная миграция ионов в интегральной оптике. Краснодар, изд-во КубГУ, 2013.

К.Е. БАРКАЛОВ, Д.С. ДОВЖЕНКО, А.А. ЧИСТЯКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРА ОТРАЖЕНИЯ МИКРОРЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ОТ ПАРАМЕТРОВ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

В работе проводилось исследование влияния структуры микрорезонатора на спектры отражения микрорезонаторов Фабри-Перо на основе пористого кремния.

В настоящее время большое внимание уделяется фотонным структурам на основе пористых материалов. В данной области широко используется пористый кремний [1]. В частности данный материал успешно используется для создания микрорезонаторов Фабри-Перо. Спектр отражения данной структуры очень чувствителен к параметрам брэгговских зеркал, особенный интерес представляет зависимость от числа отражающих слоёв в переднем и заднем брэгговских зеркалах [2].

В рамках данной работы методом электро-химического травления в спиртовом растворе плавиковой кислоты монокристаллического кремния р-типа были созданы микрорезонаторы с различным количеством слоёв в переднем брэгговском зеркале и фиксированным количеством слоёв в заднем зеркале, а также с фиксированным количеством передних слоев, отвечающем оптимальному значению, и различным числом задних слоев. Получены спектры отражения, характерный вид которых представлен на рис. 1.

Полученные образцы обладают высоким коэффициентом отражения в широком диапазоне (~150 нм.), а также имеют глубокий провал в спектре отражения, ширина которого достигает значений ~ 8 нм. Одним из наиболее важных параметров, влияющих на спектр отражения, является количество слоёв в брэгговских зеркалах. В процессе исследования было показано, что при большом значении данного параметра у переднего зеркала спектр отражения микрорезонатора стремится к виду спектра зеркала. Также было установлено, что малое количество слоёв приводит к искажению спектра отражения. Ширина провала в спектре отражения обратно пропорциональна количеству слоев переднего зеркала. Аналогичные эксперименты были проведены для числа слоев в заднем брэгговском зеркале. Ярко выраженного оптимума обнаружено не было, однако, показано, что число слоев менее 10-ти приводит к искажению

спектра отражения и значительному увеличению ширины провала. В данной работе было определено наилучшее количество слоёв в брэгговских зеркалах при изготовлении микрорезонатора Фабри-Перо на основе пористого кремния. Также были изготовлены образцы с параметрами, соответствующими используемым для анализа в теоретических работах, характер полученных зависимостей совпадает с теоретическими данными [2].

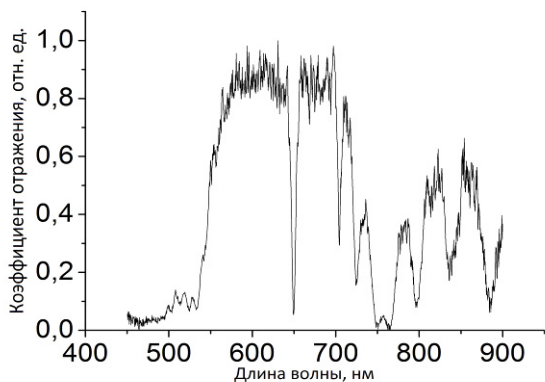


Рис. 1. Спектр отражения микрорезонатора Фабри-Перо

Список литературы

1. Kotkovskiy G.E., Kuzishchin Yu.A., Martynov I.L., Chistyakov A.A., Nabiev I.R. The photophysics of porous silicon: technological and biomedical implications // Phys. Chem. Chem. Phys. 2012. V.14. P.13890-13902.
2. Samuoliene N., Šatkovskis E. Reflectivity modelling of all-porous-silicon distributed bragg reflectors and fabry-perot microcavities // Nonlinear Analysis: Modelling and Control. 2005. V.10. No.1. P.83–91.

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

МАТРИЧНЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОНВЕРСИИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Разработаны активные матричные наноконпози́ты на основе синтетических опалов и активных диэлектриков для повышения эффективности солнечного элемента. Исследованы эффекты «down»-конверсии спектра оптического излучения в спектральный интервал, в котором обеспечивается высокая эффективность фотоэлектрического преобразования. Конверсия спектра в объеме активных матричных наноконпози́тов осуществляется в процессах известных оптических явлений (зеркального и диффузного брэгговского отражения, фотолуминесценции, спонтанного параметрического и комбинационного рассеяния света). Предложена конструкция солнечного элемента с использованием конверторов солнечного излучения на основе регулярных активных матричных наноконпози́тов.

Низкая эффективность промышленных кремниевых солнечных элементов обусловлена: 1) неиспользованием до 24% энергии длинноволновых фотонов; 2) переходом в тепло до 32% энергии коротковолновых фотонов и, как следствие, нагрев элемента и снижение эффективности его работы (при нагреве солнечного элемента на один градус выше 25⁰С он теряет по напряжению 0.4%/градус, что составляет в солнечный день 0.07 – 0.09 В на элемент).

Настоящая работа посвящена созданию активного зеркала на основе регулярных матричных наноконпози́тов для обеспечения эффективной «down» – конверсии коротковолновой части спектра солнечного излучения в область фундаментального поглощения кремния. Регулярные матричные наноконпози́ты изготавливались путем заполнения пор синтетических опалов активными диэлектриками с большим показателем преломления ($n \geq 2.3$ на длине волны $\lambda = 546.1$ нм) ($\text{Bi}_{12}\text{Si}(\text{Ge})\text{O}_{20}$, TeO_2 , $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$, $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$) из расплава под действием капиллярных сил, а также из водных растворов ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, LiIO_3). Методом рамановской спектроскопии установлено, что вещество в порах находится в нанокристаллическом состоянии. Дополнительно в поры опаловой матрицы из раствора в гексане вводилось фотореактивное вещество (2,5-bis(2-benzoxazoly)hydroquinone), испытывающее внутримолекулярный

перенос протона под действием ультрафиолета, и проявляющее при этом интенсивную красную флюоресценцию с большим стоксовым сдвигом.

Исследование оптических свойств изготовленных активных матричных нанокомпозитов позволило установить.

1. Смещение полосы нормального брэгговского отражения и дополнительного диффузного отражения в область 675 - 750 нм (опал - $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$).

2. Усиление флюоресценции нанокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в порах опала в области 500 – 625 нм.

3. Усиление флюоресценции фотореактивного вещества в порах опала в области 450 – 650 нм с максимумом при 550 нм [1].

4. Проявление спонтанного параметрического рассеяния света в области 440 - 620 нм (опал - $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, LiIO_3) при средней мощности накачки ≤ 60 мВт [2].

Предложена конструкция солнечного элемента, в которой слой нанокомпозита осуществляет «down» - конверсию солнечного излучения и обеспечивает эффективную подсветку его активного слоя снизу (рис. 1). Дополнительно для равномерной засветки элемента сверху на его поверхности расположен регулярный слой кварцевых глобул миллиметрового масштаба.

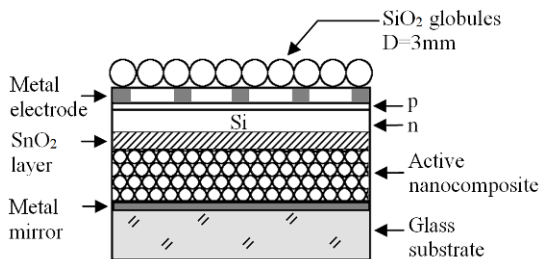


Рис. 1. Конструкция солнечного элемента с активным отражающим слоем на основе регулярного матричного нанокомпозита опал – активный диэлектрик

Работа выполнена при финансовой поддержке украинско-российского проекта № Ф53/169-2013 «Создание и исследование активных матричных нанокомпозитов на основе фотонных стекол и кристаллов для солнечных элементов».

Список литературы

1. Moiseyenko V.N., Dergachov M.P., Abu Sal B., Yevchik A.V. // Ukr. J. Phys. Opt. 2013. V.14. №4. С.225-232.
2. Моисеенко В.Н., Дергачев М.П., Швачич В.Г. // Оптика и спектроскопия. 2012. Т.112. №2. С.223-225.

К.Н. БОЛДЫРЕВ, Е.А. ПОПОВА¹, Е.А. ДОБРЕЦОВА,
В.В. МАЛЬЦЕВ², Н.И. ЛЕОНИЮК²

Институт спектроскопии РАН, Троицк

¹*Московский государственный институт электроники и математики НИУ ВШЭ*

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

МАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$

Проведено комплексное исследование монокристаллов самариевого хромового бората, являющегося перспективным материалом для устройств спинтроники. Установлено, что в это соединение претерпевает три фазовых перехода при температурах 8.0 К (антиферромагнитное упорядочение подсистемы Cr^{3+}), 6.7 К (переход в (анти)сегнетоэлектрическое состояние) и 4.3 К (спинпереориентация магнитных моментов Cr^{3+}). Наличие магнитного и сегнетоэлектрического порядков позволяет говорить о самариевом хромовом борате как о новом мультиферроике.

Редкоземельные бораты с общей формулой $RM_3(\text{BO}_3)_4$ ($R = \text{Y}, \text{La-Lu}$; $M = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Fe}, \text{Cr}, \text{Sc}$) имеют нецентральносимметричную структуру типа хантита, характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – $M - O - M$ – вдоль кристаллографической оси c . Проведенные ранее исследования показали, что в кристаллах редкоземельных ферроборатов $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ наблюдается антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа при температурах около 40 К. Кроме того, в некоторых соединениях ферроборатов был обнаружен гигантский магнитоэлектрический эффект и установлено, что данные соединения относятся к классу мультиферроиков, что открывает возможности в их практическом применении в качестве элементов систем спинтроники, магнитной энергонезависимой и радиационностойкой памяти, магнитных переключателей, управляемых электрическим полем и т.п. В то же время, свойства редкоземельных боратов с другим магнитным ионом $M = \text{Cr}^{3+}$ до настоящего времени были мало изучены. На настоящий момент известна работа [1], посвященная комплексному исследованию кристаллов $\text{NdCr}_3(\text{BO}_3)_4$, работа [2], посвященная первому спектроскопическому исследованию кристаллов $\text{NdCr}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$, а также работа [3], посвященная изучению политипных структурных модификаций твердых растворов $\text{Nd}_x\text{Gd}_{1-x}\text{Cr}_3(\text{BO}_3)_4$.

В настоящей работе проведено комплексное исследование монокристалла $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$, как чистого, так и активированного ионами Er^{3+} или Nd^{3+} . Было установлено, как спектроскопическими методами, так

и по исследованию температурных зависимостей теплоёмкости и магнитной восприимчивости, что в кристалле $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$ наблюдается три фазовых перехода при температурах 8.0 К, 6.7 К и 4.3 К (см. рис. 1).

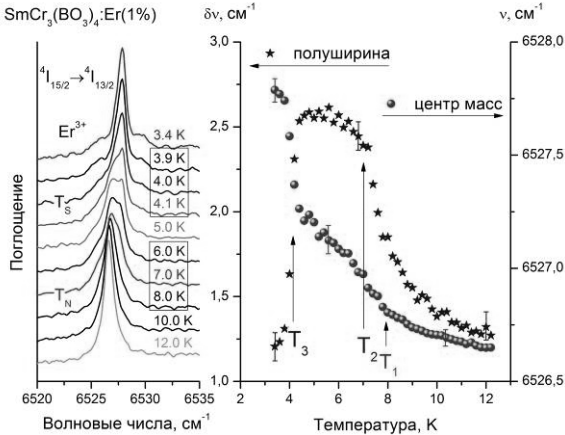


Рис. 1. Спектр поглощения $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4:\text{Er}$ в области перехода $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ иона Er^{3+}

Первые два относятся к фазовым переходам второго рода и обусловлены, по нашему предположению, соответственно антиферромагнитному и (анти)сегнетоэлектрическому упорядочению. Фазовый переход первого рода при температуре 4.3 К, наиболее вероятно, связан со спин-переориентацией магнитных моментов хрома. Также было проведено исследование температурной зависимости спектров пропускания в терагерцовой области спектра, где наблюдалось изменение частот фононов при магнитных фазовых переходах, что говорит о заметном спин-решеточном взаимодействии в этом соединении, характер же поведения при температуре 6.7 К подтверждает наше предположение о переходе в сегнетоэлектрическое состояние. Наличие магнитного и сегнетоэлектрического порядков позволяет нам говорить о кристалле самариевого хромового бората как о новом мультиферроике.

Работа поддержана РАН (по Программам фундаментальных исследований) и грантом Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

Список литературы

1. Попова Е.А., Леонюк Н.И., Попова М.Н., et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.054446.
2. Болдырев К.Н., Чукалина Е.П., Леонюк Н.И. // ФТТ. 2008. Т.50. С.1617.
3. Болдырев К.Н., Добрецова Е.А. // Физика и химия новых материалов. 2011. Т.10. С.1.

В.Г. ДЮ, Е.С. ХУДЯКОВА, М.Г. КИСТЕНЕВА,
С.М. ШАНДАРОВ, Ю.Ф. КАРГИН¹

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

ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, НАВЕДЕННЫХ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики фотоиндуцированного поглощения в легированном алюминием кристалле титаната висмута для непрерывного лазерного излучения с длиной волны 532 нм.

Присущие кристаллам титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) фоторефрактивные и фотохромные свойства оказывают значительное влияние на формирование в них объемных динамических голограмм [1]. В работе [2] показано, что засветка кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ лазерным излучением с длинами волн 660 и 1064 нм приводит к уменьшению его оптического поглощения в спектральном диапазоне 480–880 нм.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики фотоиндуцированного поглощения в легированном алюминием кристалле титаната висмута, наведенного при его засветке непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

В экспериментах исследовалась динамика оптического пропускания монокристаллического образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, выращенного методом TSSG, на длине волны индуцирующего излучения $\lambda = 532$ нм. Образец имел оптически полированные грани (100) и толщину 6,6 мм. Временные зависимости фотоиндуцированных изменений коэффициента поглощения при входной интенсивности 390 мВт/см^2 в исследуемом кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ представлены на рис. 1. При этом кристалл засвечивался непрерывно, а на интервалах времени 0 – 160 с, 320 – 810 с, 1130 – 1610 с, 2100 – 2580 с, 3220 – 3860 с (зависимость 1) и 0 – 320 с, 480 – 970 с, 1130 – 1450 с, 1610 – 2090 с, 2260 – 2740 с, 2900 – 3380 с, 3550 – 3840 с (зависимость 2).

Как следует из рис. 1, продолжительность начального интервала засветки, равная 320 с, задает рост коэффициента поглощения, достигающий значения $\Delta k = 0,17 \text{ см}^{-1}$ в течение всего времени эксперимента, составляющего 3840 с (зависимость 2). При продолжительности начального интервала засветки, составляющего 160 с, коэффициент поглощения кристалла увеличивается всего на $0,07 \text{ см}^{-1}$ в течение такого же времени эксперимента (зависимость 1).

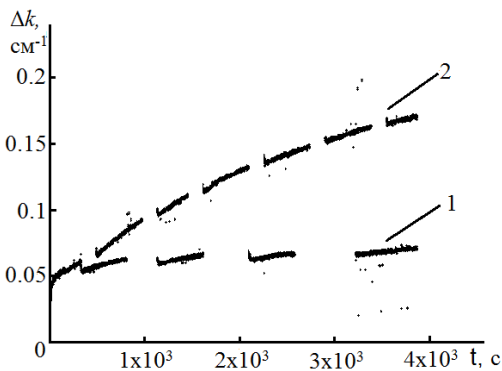


Рис. 1. Динамика изменения поглощения кристалла $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}:\text{Al}$ на длине волны 532 нм, фотоиндуцированного лазерным излучением с данной длиной волны и входной интенсивностью 390 мВт/см^2

Характерно, что при более продолжительной начальной засветке кристалла ($\Delta t_{in} = 320 \text{ с}$) выключение засвечивающего лазерного пучка не останавливает рост его оптического поглощения, в то время как при $\Delta t_{in} = 160 \text{ с}$ в темновых условиях поглощение кристалла практически не изменяется. Таким образом, для засветки с длиной волны 532 нм существует пороговая энергия, выше которой инициируется рост оптического поглощения кристалла $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}:\text{Al}$ в темновых условиях.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2013 год (проект 7.2647.2011) при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а).

Список литературы

1. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. Томск: ТУСУР, 2007.
2. Акрестина А.С., Попугаева В.В., Дю В.Г. и др. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}:\text{Al}$, наведенные излучением видимого и ИК диапазонов // Изв. вузов. Физика. 2012. Т.55. №8/3. С.76-77.

Д.С. УМРЕЙКО¹, Е.В. ВИЛЕЙШИКОВА, А.И. КОМЯК,
А.П. ЗАЖОГИН, С.Д. УМРЕЙКО¹

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
¹НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Минск, Беларусь*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ ОКСИДОВ УРАНА НА ПОВЕРХНОСТИ ОКСИДИРОВАННОГО АЛЮМИНИЯ

Методами электронного и ИК поглощения исследованы процессы осаждения продуктов фотоконденсации ацетона и урана с помощью перекиси водорода на пористую поверхность оксидированного алюминия. Показано, что при осаждении образуются прочно связанные с подложкой нанокластеры шестивалентного пероксида урана. При нагревании подложки с осажденным пероксидом урана при температуре 400-450 °С можно получить оксид урана типа β -UO₃, а температурах 500-600 °С - различные формы U₃O₈.

Катализаторы и каталитические технологии являются структурнообразующей основой современной химической, нефтехимической и многих других отраслей промышленности. Эффективностью катализаторов определяется уровень энергетических, материальных и капитальных затрат, экология производства, конкурентоспособность продукции. Известно, что внедрение лучших по характеристикам катализаторов на порядок, а то и два эффективнее других технических усовершенствований. Одним из перспективных способов является получения урановых катализаторов в виде пленок оксидов урана на твердом носителе.

Целью настоящей работы являлось изучение процессов получения оксидов урана переменной валентности на поверхности оксидированного алюминия. Для этого нами методами электронного и ИК поглощения исследованы процессы фотохимического образования комплексов урана переменной валентности при облучении растворов UO₂(ClO₄)₂·5H₂O в ацетоне при светодиодном облучении (430-450 нм), осаждения их на пористую поверхность оксидированного алюминия с последующим преобразованием в высокорекреационные оксиды урана. При воздействии излучения мощного светодиода (максимум $\lambda=420-430$ нм) на системы уранилперхлорат-ацетон обнаружено, что в такой системе происходит фотоконденсация ацетона. В продуктах конденсации нанокластеры соединений пяти- и четырехвалентного урана формируются вследствие фотохимических процессов. При осаждении продуктов фотоконденсации

ацетона и урана с помощью перекиси водорода на пористой поверхности оксидированного алюминия образуются прочно связанные с подложкой нанокластеры преимущественно шестивалентного пероксида урана. Для получения высокорекреакционных оксидов урана на поверхности пор проведена термообработка оксидированной пластинки алюминия, содержащей пероксид урана при различных температурах. При нагревании алюминиевой подложки и прокаливании осажденного пероксида урана при температуре 400-450 °С можно получить триоксиды урана типа β - UO_3 , а температурах 500-600 °С - различные формы U_3O_8 .

Нами для получения триоксида урана β - UO_3 прокала оксидированного алюминия проводилась при температуре процесса 420 °С. Для получения U_3O_8 можно использовать температуры 500-600 °С, что ниже температуры плавления алюминия ($T_{\text{плавл}} = 660$ °С).

Изображения поверхности оксидированного алюминия с нанесенными пленками, увеличенные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 в 300 раз, приведены на рис. 1а и 1б.

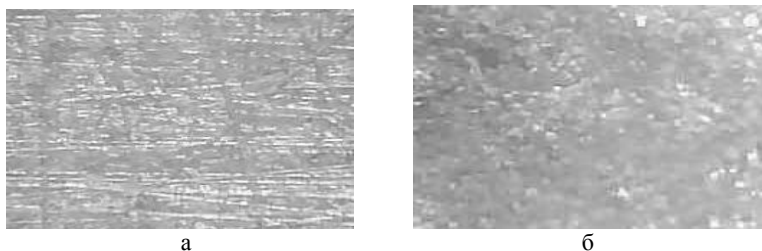


Рис. 1. Изображение поверхности оксидированного алюминия: с осажденным пероксидом урана (а); то же, прогретое при температуре 420 °С (б)

В связи с тем фактом, что получаемые продукты адсорбированы на поверхности пор оксидированного алюминия, не удастся применить вышеприведенные прямые оптические методы определения оксидов урана. Для полуколичественной оценки содержания урана в порах использовался метод лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии со двоекными лазерными импульсами.

Так как на предприятиях атомной энергетики накапливается большое количество обеднённого урана (млн. тонн), то актуальность данной работы заключается не столько в исследованиях, направленных на разработку новых эффективных катализаторов на основе оксидов урана, но и расширение возможностей переработки обеднённого урана в полезные продукты.

М.П. ПАТАПОВИЧ, Н.Х. ЧИНЬ, Т.К.А. ЛЭ,
А.П. ЗАЖОГИН, Ж.И. БУЛОЙЧИК

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

СИНТЕЗ НАНОКЛАСТЕРОВ ОКСИДОВ ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ И МЕДЬЮ, ИЗ ОРТОФОСФАТНЫХ СОЛЕЙ В ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦАХ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Проведены спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности пористого тела, содержащего нано количества различных солей цинка, железа и меди, при воздействии на нее двух последовательных импульсов. Показана возможность развития методов получения нанокластеров оксидов металлов. В зависимости от концентрации исходных металлов в используемых растворах можно варьировать как количеством, так и составом кластеров оксидов металлов.

Оксид цинка является многофункциональным полупроводниковым материалом и привлекает внимание исследователей в связи с обширной сферой возможных применений. Для улучшения его характеристик модифицируют свойства поверхности путем энергетических воздействий, легирования или модификации процесса изготовления. Легирование оксида цинка различными элементами позволяет расширить его функциональные свойства. Большое практическое значение для практики имеют физические способы получения многокомпонентных порошков, при которых образование частиц происходит в неравновесных условиях, например, воздействуя сдвоенными лазерными импульсами (высокое давление и температура) на пористые тела, содержащие в себе различные соединения металлов.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Испарение вещества и возбуждение плазмы в спектрометре осуществляется излучением двухимпульсного лазера на АИГ+Nd³⁺ (модель LS2131 DM). Длительность импульсов ≈ 15 нс.

Динамику развития процессов абляции и приповерхностного образования плазмы исследовали при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на анализируемую поверхность образцов высушенных капель водного раствора хлоридов цинка, железа и меди. Энергия импульсов излучения - 35 мДж, временной интервал между сдвоенными импульсами 8 мкс.

Смесь водных растворов хлоридных солей цинка, железа и меди были получены непосредственно на поверхности и в объеме пористых тел при нанесении растворов на подложку. В качестве подложки использованы беззольные химические бумажные фильтры с размерами пор порядка 5-10 нм. В качестве осадителя катионов использовали ортофосфат калия, поскольку фосфаты этих металлов обладают ограниченной растворимостью. Для оценки возможности получения нанокластеров ZnO легированных медью и железом нами проведены исследования систем, содержащих указанные металлы и осажденных ортофосфатом калия.

Результаты оценки распределения металлов при образовании ортофосфатов цинка, меди и железа приведены на рис. 1а. Наблюдается определенная корреляционная зависимость размера капли от типа и растворимости образующихся фосфатов элементов. Диаметр пятна тем больше, чем больше растворимость соответствующего ортофосфата металла: ортофосфат железа > ортофосфат цинка > ортофосфат меди. Катионы калия в виде растворов хлоридов или кислых фосфатов при этом диффундируют на периферию высыхающей капли (см. рис. 1б).

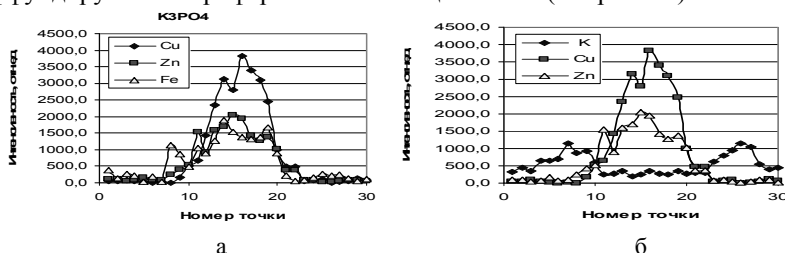


Рис. 1. Интенсивности линий: Zn I ($\lambda=334,5$ нм), Cu I ($\lambda=324,754$ нм), Fe I ($\lambda=384,105$ нм) в спектрах смеси солей по диаметру образца 20 мм для ортофосфатов К (а) и К I ($\lambda=344,67$ нм) для ортофосфата калия после реакции осаждения меди и цинка (б)

Выбирая энергию импульсов, временной интервал между импульсами, вид и концентрацию соединений металлов можно управлять процессами образования вещества как в плазме, так и на поверхности. В зависимости от состава соединений в данном способе возможно получение нанопорошков как чистых оксидов металлов, так и нанопорошков композиционного состава.

Двухимпульсный характер метода дает более высокую плотность частиц в факеле и степень ионизации, что позволяет равномернее напылять пленки малых толщин. Высокая скорость частиц позволяет повысить предел растворимости трудно растворимых компонент в ZnO.

Ю.А. КУЗИЦИН, Д.С. ДОВЖЕНКО,
И.Л. МАРТЫНОВ, А.А. ЧИСТЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОБРАЗОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ МОЛЕКУЛ ТРИНИТРОТОЛУОЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН

В работе представлены результаты исследования образования отрицательных ионов молекул тринитротолуола (ТНТ) на поверхности пористого кремния под действием лазерного излучения 3-й (355 нм) и 4-й (266 нм) гармоник YAG:Nd³⁺ лазера в спектрометре ионной подвижности. Показано, что механизмы образования ионов молекул ТНТ, возникающих под действием лазерного излучения 3-й и 4-й гармоник YAG:Nd³⁺ лазера, идентичны.

В настоящее время спектрометрия ионной подвижности является одним из лидирующих методов детектирования ультрамалых количеств вещества [1]. Ключевым элементом спектрометра, во многом определяющим его чувствительность, является ионный источник. К перспективным разработкам в этой области можно отнести ионный источник на основе поверхностно-стимулированной лазерной десорбции/ионизации. В качестве мишени в таких источниках могут применяться различные материалы, в том числе пористый кремний (Si-por), который на сегодняшний день уже зарекомендовал себя в масс-спектрометрии [2]. При этом в рамках задачи «переноса» данной технологии в спектрометрию ионной подвижности отдельный интерес представляет исследование механизмов образования ионов в условиях атмосферного давления [3].

Целью работы было сравнение процессов образования ионов молекул тринитротолуола, сорбированных на поверхности Si-por под действием излучения 3-й (355 нм) и 4-й (266 нм) гармоник YAG:Nd³⁺ лазера. Показано, что тип образующихся ионов под действием излучения 355 и 266 нм идентичен, рис. 1. Однако зависимость амплитуды сигнала от плотности энергии возбуждающего излучения существенно отличается, рис. 2. Эксперимент показал, что использование лазерного излучения с $\lambda=266$ нм более эффективно, чем лазерного излучения с $\lambda=355$ нм.

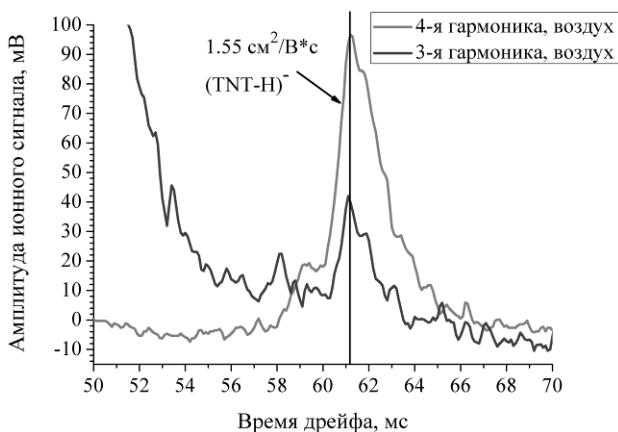


Рис. 1. Ионные сигналы, отвечающие молекулам ТНТ, полученные под действием 3-й и 4-й гармоник YAG:Nd^{3+} лазера с $q = 1$ и 0.1 мДж/см^2 соответственно

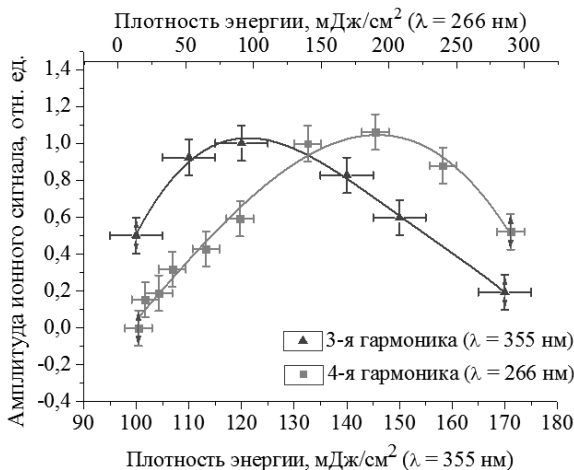


Рис. 2. Зависимость амплитуды ионного сигнала, отвечающего молекулам ТНТ, от плотности энергии 3-й и 4-й гармоник YAG:Nd^{3+} лазера

Список литературы

1. Акмалов А.Э., Богданов А.С., Котковский Г.Е. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2012. №3. С. 68-75.
2. Shen Z. et al. // J.Forensic. Sci. 2004. V.49. №5. P.1028-1035.
3. Довженко Д.С., Кузицин Ю.А., Мартынов И.Л. и др. // Сборник трудов VIII Межд. конф. молодых учёных и специалистов "ОПТИКА - 2013". Санкт-Петербург. С.21-23.

В.И. ЕГОРОВ, И.В. ЗВЯГИН, Д.А. КЛЮКИН,
А.В. НАЩЁКИН¹, А.И. СИДОРОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

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

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТИ СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩИХ СТЕКОЛ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Целью настоящей работы являлось изучение возможности создания наночастиц Ag на поверхности стекла, содержащего ионы Ag, путем воздействия на стекло импульсного лазерного излучения. В экспериментах использовались полированные пластины из натриево-силикатного (soda lime) стекла состава $\text{SiO}_2\text{-Na}_2\text{O-MgO-Al}_2\text{O}_3\text{-CaO}$. Ионы Ag вводились в приповерхностные слои стекла методом ионного обмена $\text{Ag}^+ \rightarrow \text{Na}^+$ в расплаве смеси $\text{AgNO}_3 + \text{NaNO}_3$ при температуре 350°C в течение 15 мин.

Воздействие производилось сфокусированным излучением импульсных лазеров трёх типов: CO_2 -лазера HG-30W с длиной волны 10,6 мкм, Nd:YAG лазеров LS-2131M с длиной волны 0,53 мкм и LQ-129 с длиной волны 1,064 мкм. Диаметр облученной зоны стекла во всех случаях составлял порядка 100-500 мкм. Средняя поверхностная плотность энергии составляла 1-10 Дж/см². Длительность импульса CO_2 лазера ~10-100 мкс, твердотельных лазеров ~10 нс. В работе исследовалось воздействие как одиночных импульсов, так и серий импульсов с частотой следования 1 Гц.

Эксперименты показали, что воздействие импульса лазеров с $E = 1.6\text{-}6$ Дж/см² на стекло, содержащее ионы Ag, приводит к появлению вокруг облученной зоны кольца, окраска которого при увеличении плотности энергии изменяется от светло-желтой до коричневой. Ширина кольца составляет 15-20 мкм. При $E = 4\text{-}6$ Дж/см² происходит окрашивание и непосредственно внутри облученной зоны. При $E \geq 6$ Дж/см² в центре облученной зоны формируется кратер. Воздействие лазера на исследуемые образцы приводит к появлению на спектрах нескольких полос поглощения в интервале 400-500 нм. Такие полосы поглощения характерны для ансамбля близко расположенных наночастиц Ag с электромагнитным взаимодействием между частицами. Термообработка образцов при температуре 450°C в течение 3 часов приводит к более

равномерному распределению наночастиц внутри облучённой зоны и коротковолновому сдвигу полос поглощения порядка 30 нм.

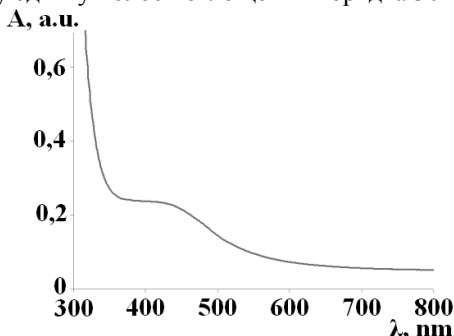


Рис. 1. Спектр поглощения образца после облучения твердотельным лазером ($\lambda=0.53$ мкм, $E=2$ Дж/см²)

Механизм образования частиц состоит в следующем. Воздействие лазерного импульса ведёт к испарению и абляции тонкого приповерхностного слоя стекла. При этом испаренные компоненты стекла, включая Ag, образуют факел, который поглощает часть лазерного излучения. Нагрев факела в области лазерного луча приводит к термической ионизации его компонентов и образованию плазмы. На границах факела может происходить рекомбинация электронов и ионов и осаждение компонентов стекла вокруг облученной зоны. Формирование наночастиц Ag происходит на границах факела, где концентрация и подвижность атомов Ag относительно высоки.

Осаждение наночастиц Ag на поверхности стекла вокруг облученной зоны сопровождается осаждением других, оксидных компонентов стекла, которые обеспечивают их фиксацию на поверхности стекла за счет формирования на наночастицах Ag диэлектрического слоя. Данное предположение было проверено травлением образца в 10% растворе HNO₃ в течение 15 минут: было обнаружено, что после травления внешний вид и спектры поглощения образцов не претерпевают изменений. В то же время, травление в растворе HF в течение 2-3 с приводит к исчезновению слоя наночастиц.

Экспериментальными и расчетными методами показано, что при толщине слоя SiO₂ менее 10 нм изменение показателя преломления окружающей среды приводит к спектральному сдвигу плазменной полосы поглощения. Полученные результаты могут быть использованы при разработке чувствительных элементов химических и биосенсоров.

И.А. ДЁМИЧЕВ¹, Н.В. НИКОНОВ¹,
А.И. СИДОРОВ¹, Т.А. ХРУЩЕВА^{1,2}

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ВЛИЯНИЕ МЕДИ, ВВЕДЕННОЙ МЕТОДОМ ИОННОГО ОБМЕНА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАТРИЕВО-СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

Работа посвящена исследованию оптических свойств натриево-силикатных стекол с медью, введенной методом ионного обмена. Показано, что в образцах присутствует медь в виде ионов Cu^+ и Cu^{2+} . Исследуется влияние режимов ионного обмена, термообработки на люминесценцию и поглощение образцов.

Интерес к стеклам с медью, преимущественно одновалентной, основан на их эффективной люминесценции, возможностях варьирования оптических свойств в широком диапазоне [1]. Поскольку радиусы ионов Na^+ и Cu^+ очень близки, ионный обмен (ИО) Na^+-Cu^+ [1] позволяет создавать волноводы с низким двулучепреломлением. Люминесценция и поглощение стекол с медью существенно зависят от состава матрицы, концентрации меди в образце, присутствия добавок, метода введения меди и последующей обработки [1-3].

Наше исследование использовались натриево-боро-силикатным стеклам (оптическое стекло К8) с медью, введенной методом ионного обмена. Образцы стекла представляли собой плоскопараллельные пластинки толщиной около 1,5 мм. ИО проходил в расплаве солей CuSO_4 и Na_2SO_4 в отношении 46:54 мол. % соответственно, при температурах 560 - 600 °С. Продолжительность ИО составляла от 2 минут до 21 часа. Образцы после ИО имели окраску от желтой до темно-зеленой. В некоторые образцы помимо меди также было введено серебро (ИО ионный обмен из расплава $\text{AgNO}_3:\text{NaNO}_3$, 5:95 мол. %, при температуре 320 °С в течение 20 мин).

Спектры поглощения измерялись с помощью спектрофотометра Lambda 650 (Perkin-Elmer), спектры люминесценции и возбуждения люминесценции измерялись спектрофлюориметром Perkin-Elmer LS-50 B, а также волоконным спектрометром StellarNet EPP2000-UVN-SR, показатель преломления определялся рефрактометром Аббе. Измерение профиля показателя преломления по глубине позволило определить распределение ионов меди вблизи поверхности.

На спектрах поглощения образцов после ИО наблюдается широкая полоса поглощения в области 800 нм, которая соответствует переходу ${}^2E_g \rightarrow {}^2T_g$ в ионе Cu^{2+} [3]. Полоса поглощения ионов одновалентной меди Cu^+ не видна из-за присутствия бора в матрице стекла К8, приводящего к «красному» сдвигу границы поглощения.

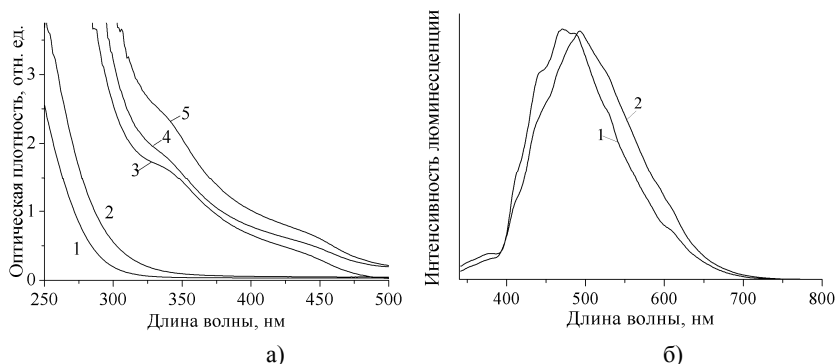


Рис. 1. Спектры поглощения (а) и люминесценции (б) с медью: 1 - до ИО, 2-5 - после 2, 8, 30 и 60 мин ИО, соответственно (а); возбуждение излучением с длиной волны 1 - 280 нм и 2 - 300 нм (б)

Увеличение продолжительности ИО ($600^{\circ}C$) от 2 до 60 мин приводит к росту поглощения в видимой области спектра (см. рис. 1,а). Термообработка при температуре $540^{\circ}C$ (ниже температуры стеклования T_g) увеличивает поглощение образцов с медью, введенной методом ИО, в диапазоне 400-800 нм без образования наночастиц меди.

При возбуждении люминесценции излучением с длиной волны 280 нм в образцах возникает широкая полоса люминесценции с максимумом на длине волны 498 нм (см. рис. 1,б), обусловленная переходом в электронной оболочке иона Cu^+ . При увеличении длины волны возбуждения до 300 нм, полоса сдвигается в длинноволновую область.

Список литературы

1. Nebolova P., et al. A study of the preparation and properties of copper-containing optical planar glass waveguides // Solid State Ionics. 2001. V.141-142. P.609-615.
2. Barrie J.D., Dunn B., Stafsudd O.M., Nelson P. Luminescence of $Cu^+-\beta$ -alumina // J. Lumin. 1987. V.37. №5. P.303-311.
3. Gonella F. Characterization of Cu-Na ion-exchanged glass waveguides // Appl. Phys. Lett. 1996. V.69(3). P.314-315.

А.В. ЕГОРЫШЕВА¹, А.П. МЕЛЕХОВ, И.А. ГЕРАСИМОВ,
Г.С. БОГДАНОВ², И.П. СИПАЙЛО, Т.Д. ДУДКИНА,
Д.В. ЛАВРУХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПРОЗРАЧНОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ, СОДЕРЖАЩЕЙ КРИСТАЛЛИТЫ $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{F}_2$

Впервые синтезирована полупрозрачная стеклокерамика на основе стекол системы $\text{CaF}_2\text{-Bi}_2\text{O}_3\text{-V}_2\text{O}_5$ с добавками европия. Изучены фазовый состав и морфология полученных образцов. Исследованы их люминесцентные свойства.

Большое внимание, уделяемое синтезу люминесцентных стеклокристаллических материалов, определяется тем, что они проявляют функциональные свойства, характерные для кристаллитов в стеклообразной матрице и обладают технологическими преимуществами синтеза стекол [1]. Изучение влияния легирования различными оксидами РЗЭ на кристаллизационную способность стекол показало, что наиболее интересные результаты были получены при добавлении оксидов европия и лантана.

В представленной работе приведены результаты исследования образцов полупрозрачной стеклокерамики, полученных при отжиге стекла состава $60\text{V}_2\text{O}_5\text{-}32\text{CaF}_2\text{-}8\text{Bi}_2\text{O}_3$ с добавками Eu_2O_3 (1.6 мол.%). Рентгенофазовый анализ образцов показал, что фазы *выделения* относятся к структурному типу флюорита и имеют параметры решетки $a=5,550 \text{ \AA}$. Эти значения несколько отличаются от параметра CaF_2 ($a=5,462 \text{ \AA}$), что указывает на образование твердого раствора $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{F}_2$. Изучение микроструктуры стеклокерамики с помощью сканирующего электронного микроскопа показало равномерное распределение кристаллитов по объему стекла. Размер кристаллитов составил $\sim 40 \text{ нм}$, что хорошо согласуется с величиной, определенной по уширению дифракционных пиков на рентгенограммах образца. Степень кристалличности керамики $\sim 10\text{-}15\%$.

Изучение оптических свойств образцов показало, что европий в незакристаллизованном стекле присутствует исключительно в степени окисления 3+. Спектры люминесценции ионов Eu^{3+} в стекле и стеклокерамике показаны на рис. 1,а. Основным отличием спектров люминесценции стеклокристаллических образцов является присутствие в них полос, связанных с $f \rightarrow d$ переходами в ионах Eu^{2+} (диапазон 400-

500 нм), внедрившихся в кристаллическую решетку CaF_2 (см. рис. 1,б). Люминесценция ионов Eu^{2+} в стекле пренебрежимо мала по сравнению с люминесценцией в стеклокерамике.

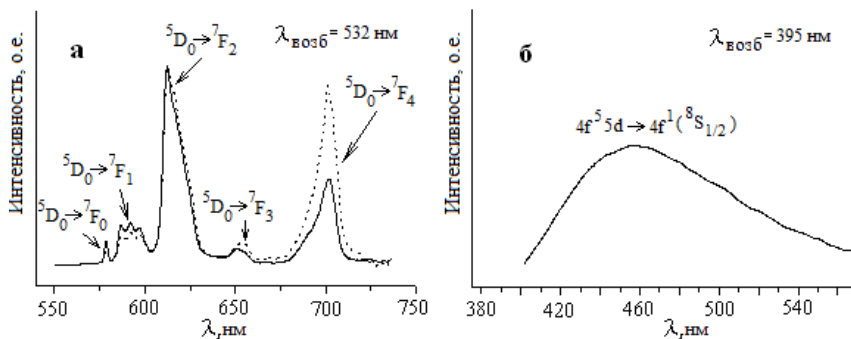


Рис. 1. Спектры люминесценции ионов Eu^{3+} в стекле (сплошная линия) и стеклокерамике (пунктирная линия) (а), спектр люминесценции ионов Eu^{2+} в стеклокерамике (люминесценция Eu^{2+} в стекле пренебрежимо мала) (б)

Известно [2], что в кристаллитах CaF_2 одновременно могут присутствовать ионы Eu^{2+} и Eu^{3+} . При этом ионы Eu^{3+} занимают позиции с симметрией C_{4v} . Повышение симметрии локального окружения Eu^{3+} в кристаллитах по сравнению со стеклом должно привести к уменьшению соотношения интенсивностей $I(^5D_0 \rightarrow ^7F_2)/I(^5D_0 \rightarrow ^7F_1)$, но эксперимент свидетельствует об обратном. Также существенно возросла интенсивность полосы электрического дипольного перехода $^5D_0 \rightarrow ^7F_4$ (рис.1,а). Кривая затухания люминесценции ионов Eu^{3+} в стекле и стеклокерамике описывается экспоненциальной зависимостью. Времена затухания люминесценции Eu^{3+} близки и равны ≈ 1.00 мс.

Из результатов проведенных спектроскопических исследований можно сделать вывод о неполной экстракции европия из аморфной матрицы в кристаллиты CaF_2 , а также о произошедшей в процессе кристаллизации перестройке локального окружения иона Eu^{3+} в стекле.

Список литературы

1. Pisarski W.A., et al. Rare earth-doped lead borate glasses and transparent glass-ceramics: Structure-property relationship // Spectrochim. Acta. A. 2011. V.79. P.696–700.
2. Dhoble S.J., Nagpure I.M., Dhoble N.S., Molina P. Effect of Bi ion on $\text{Eu}^{2+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ conversion in $\text{CaF}_2:\text{Eu}$ phosphors for RPL dosimetry // J. Mater. Sci. 2011. V.46. P.7253–7261.

А.Н. БАБКИНА, Н.В. НИКОНОРОВ, А.И. СИДОРОВ,
П.С. ШИРШНЕВ, Т.А. ШАХВЕРДОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ТЕРМОХРОМИЗМ КАЛИЕВО-АЛЮМОБОРАТНЫХ СТЕКОЛ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ КЛАСТЕРАМИ (Cu₂O)_n

Представлены спектры люминесценции калиево-алюмоборатных стекол, содержащих ионы меди (I) и хлора в интервале температур 196–300 °С. Показано, что при изменении температуры в стекле наблюдается люминесцентный термохромный эффект, который заключается в коротковолновом сдвиге максимума полосы люминесценции на 100 нм при нагревании и длинноволновом сдвиге полосы на 95 нм при охлаждении. Спектральный сдвиг полосы люминесценции сопровождается уменьшением ее амплитуды не более чем на 30%.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния температуры на спектры и интенсивность люминесценции молекулярных кластеров (CuCl)_n и (Cu₂O)_n в калиево-алюмоборатных (КАБ) стеклах. КАБ стекла системы K₂O-Al₂O₃-B₂O₃ с добавкой Cu₂O и NaCl были синтезированы в СПб НИУ ИТМО. Для формирования молекулярных кластеров (Cu₂O)_n образцы были термообработаны при температуре 480 °С. Для измерения спектров люминесценции использовался волоконный спектрометр EPP2000-UVN-SR (StellarNet) с возбуждением люминесценции полупроводниковым светодиодом с длинами волн 365 нм и 405 нм. Для измерения спектров возбуждения люминесценции использовался спектрофлуориметр MPF-44A (Perkin Elmer).

Как показано в [1] в КАБ стеклах с ионами меди и хлора термообработка приводит к формированию двух люминесцентных центров: молекулярных кластеров (CuCl)_n и (Cu₂O)_n, имеющих широкие перекрывающиеся полосы люминесценции в видимой области спектра. Спектры возбуждения люминесценции КАБ стекла состоят из двух полос: коротковолновой, в спектральном интервале 280-320 нм и длинноволновой, с максимумом в спектральном интервале 350-370 нм. Для длин волн возбуждения люминесценции 365 и 405 нм основной вклад в полосу люминесценции вносят молекулярные кластеры (Cu₂O)_n. Увеличение температуры интервале -196–300 °С приводит к уменьшению амплитуды полос возбуждения, «красному сдвигу» длинноволновой

полосы на 20 нм и ее уширению. При $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ максимум полосы люминесценции КАБ стекла приходится на $\lambda = 580\text{ нм}$ при возбуждении излучением с $\lambda = 405\text{ нм}$. При увеличении температуры образца до $t = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$ происходит коротковолновый спектральный сдвиг полосы люминесценции на 100 нм (рис. 1,а), сопровождающийся изменением цвета люминесценции от оранжево-красного до зеленого. Кроме спектрального сдвига происходит изменение формы и ширины полосы люминесценции. Интенсивность полосы люминесценции изменяется менее чем на 5%.

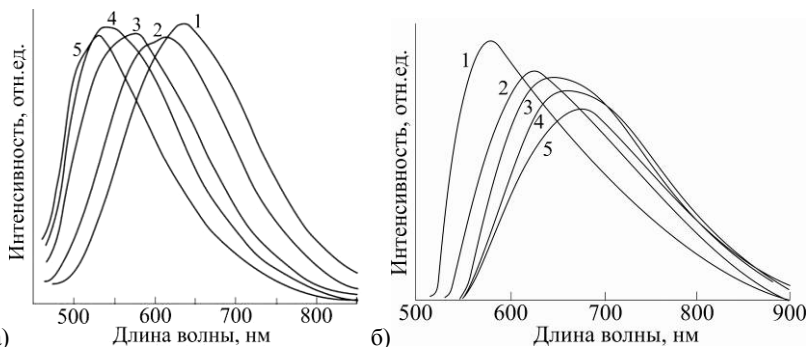


Рис. 1. Спектры люминесценции КАБ стекла при разных температурах: 1 - $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, 2 - 100 , 3 - 200 , 4 - 250 , 5 - 300 , длина волны возбуждения 405 нм (а); 1 - $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, 2 - -50 , 3 - -100 , 4 - -150 , 5 - -196 , длина волны возбуждения 365 нм (б)

При изменении температуры от $+20$ до $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ длинноволновый спектральный сдвиг максимума полосы люминесценции составляет 95 нм (рис. 1,б). При достижении $t = -196\text{ }^{\circ}\text{C}$ амплитуда полосы люминесценции в максимуме уменьшается на 30 %. Таким образом, в КАБ стеклах с ионами меди (I) возникает ярко выраженный люминесцентный термохромный эффект в интервале температур $-196\text{--}+300\text{ }^{\circ}\text{C}$. При достижении КАБ стеклом комнатной температуры исходный спектр люминесценции восстанавливается.

Список литературы

1. Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А., Шахвердов Т.А. Широкополосная люминесценция меди в калиево-алюмоборатных стеклах // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 14. № 3. С.4.

И.А. ДЁМИЧЕВ¹, А.И. СИДОРОВ¹,
Н.В. НИКОНОВ¹, Т.А. ХРУЩЕВА^{1,2}

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ОСОБЕННОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ С СЕРЕБРОМ И ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

В работе представлены результаты экспериментального исследования взаимного влияния нейтральных молекулярных кластеров и наночастиц Ag и редкоземельных ионов Eu, Er и Ce на люминесценцию фототерморефрактивных стекол. Показано, что нейтральные молекулярные кластеры Ag не усиливают люминесценцию ионов Eu и частично усиливают люминесценцию ионов Er.

В фототерморефрактивном (ФТР) стекле Ag находится в виде ионов (Ag^+ , Ag_n^{m+}). Такое стекло бесцветно, не обладает люминесценцией в видимой области спектра. Ультрафиолетовое (УФ) облучение в полосе поглощения ионов Ce ($\lambda=309$ нм) переводит ионы Ag в нейтральное состояние. В стекле появляются свободные электроны, которые могут быть захвачены атомарными и молекулярными ионами Ag [1]. Стекло приобретает яркую люминесценцию при возбуждении излучением с $\lambda < 420$ нм.

ФТР стекла были изготовлены в НИУ ИТМО. Состав образцов: $Na_2O-Al_2O_3-ZnO-SiO_2-NaF-NaCl$, добавки CeO_2 , Ag_2O , Sb_2O_3 . Варка стекла проводилась при температуре $t=1500^\circ C$. Редкоземельные ионы Er, Eu и Ce вводились в ФТР стекло при варке. Формирование нейтральных молекулярных кластеров Ag (Ag , Ag_2 , Ag_3 , Ag_4) в стекле проводилось при облучении УФ лампой ДРШ-240 в течение 0,5-20 минут. Для формирования наночастиц Ag проводилась термообработка (ТО) облученных стекол при $t=500^\circ C$ в течение 0,5-1,0 часа. Спектры поглощения образцов измерялись на спектрофотометре Cary500, спектры люминесценции - на волоконном спектрометре StellarNet.

При УФ облучении в ФТР стеклах с Eu, Er и Ce образуются нейтральные молекулярные кластеры Ag, оптическая плотность ФТР стекол возрастает, интенсивность люминесценции меняется не значительно. На рис. 1 представлены спектры люминесценции ФТР стекол с Eu и Ce после УФ облучения. На люминесценцию Eu и Er влияет свечение молекулярных кластеров Ag. С ростом дозы УФ облучения

интенсивность люминесценции кластеров Ag растет, интенсивность люминесценции Eu и Er уменьшается.

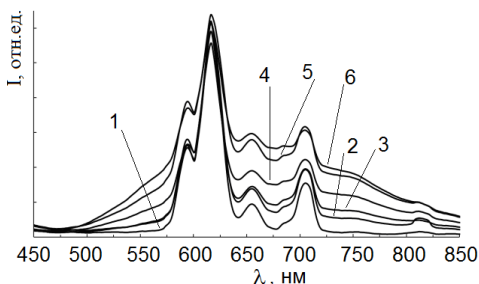


Рис. 1. Спектры люминесценции ФТР стеклов с ионами Ce и Eu после УФ облучения: 1) 0 мин.; 2) 0,5 мин.; 3) 1,0 мин.; 4) 5 мин.; 5) 10 мин.; 6) 20 мин. $\lambda_{\text{возб}}=405$ нм

После ТО в ФТР стекле с Eu, Er и Ce формируются наночастицы Ag, на спектрах поглощения появляется широкая плазменная полоса поглощения. Наночастицы Ag не люминесцируют и тушат люминесценцию ионов Eu и Er. На рисунке 2 представлены спектры люминесценции ФТР стеклов с Eu и Ce после УФ облучения различной длительности и ТО в течение 60 минут.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-31455).

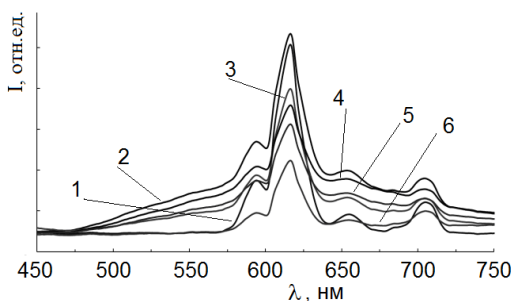


Рис. 2. Спектры люминесценции ФТР стеклов с Ce и Eu после УФ облучения и ТО 60 мин., длительность УФ облучения: 1) 0 мин.; 2) 0,5 мин.; 3) 1,0 мин.; 4) 5 мин.; 5) 10 мин.; 6) 20 мин. $\lambda_{\text{возб}}=405$ нм

Список литературы

1. Асеев В.А., Никоноров Н.В. Спектрально-люминесцентные свойства фототерморефрактивных наностеклокерамик, активированных ионами иттербия и эрбия. Оптический журнал, 2008. т. 75, № 10, с. 81-88.

В.А. КРИВЕНКОВ, Г.Е. КОТКОВСКИЙ, И.Р. НАБИЕВ,
П.С. САМОХВАЛОВ, Д.О. СОЛОВЬЕВА, А.А. ЧИСТЯКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЛИГАНДОВ НА МОДИФИКАЦИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК УФ-ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Показано, что модификация люминесцентных свойств растворов квантовых точек CdSe/ZnS под действием высокоинтенсивного импульсного лазерного облучения сильно зависит от концентрации и типа поверхностных лигандов. Предполагается, что это связано с избирательным фотоочищением поверхности квантовых точек от некоторых типов лигандов при УФ-облучении.

Благодаря своим уникальным люминесцентным свойствам, полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются перспективным материалом как в фотовольтаике [1], так и в биологии и медицине [2]. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в применениях КТ в этих приложениях, проблемы стандартизации и оптического контроля систем и устройств на основе КТ пока не решены [3]. Существуют работы, где сообщается об изменении люминесцентных свойств КТ в зависимости от времени облучения [4, 5]. Подобные процессы обычно связывают с фотоиндуцированным окислением поверхности КТ в присутствии молекул кислорода [4], забывая о возможной роли органических лигандов, покрывающих поверхность нанокристаллов. В настоящей работе продемонстрирована возможность контролируемого изменения спектральных свойств коллоидного раствора CdSe/ZnS КТ, покрытых триоктилфосфин оксидом (ТОРО), или *n*-гексадециламином (HDA), с использованием наносекундного лазерного излучения с длиной волны 266 нм.

Показано, что под действием лазерного излучения квантовый выход флуоресценции КТ покрытых ТОРО постоянно снижается, причем его величина падает более чем на порядок при достижении дозы облучения в 2×10^{-15} Дж на одну частицу. Кроме этого, с увеличением дозы облучения, кинетика затухания люминесценции образцов меняет свою форму, а ее характерное время падает. Падение квантового выхода КТ сопровождается сдвигом в синюю область как максимума их спектра люминесценции, так и положения первого экситонного пика поглощения. При увеличении дозы облучения образцов до $7,2 \times 10^{-15}$ Дж на одну частицу, эти сдвиги превышают 23 нм. При увеличении количества ТОРО

в растворе, процесс снижения квантового выхода и времени затухания люминесценции замедляются, в то время как спектральный сдвиг меняется не так сильно.

При замене ТОРО на НДА, изменений квантового выхода при тех же энергиях облучения не наблюдается, а незначительный спектральный сдвиг люминесценции в красную область, вероятно, связан с агрегацией наночастиц, что подтверждается увеличением компоненты рассеяния в спектрах экстинкции.

Хотя природа подобного влияния поверхностных лигандов на процесс фотоиндуцированного изменения люминесцентных свойств КТ до конца не ясна, имеются основания предположить, что обнаруженные изменения оптических свойств связаны с окислением и последующим отрывом ТОРО-лиганда с поверхности КТ. Удаление ТОРО с поверхности КТ облегчает ее окисление в присутствии кислорода. Такой процесс менее вероятен для НДА-лиганда в силу того, что его высшая занятая молекулярная орбиталь находится выше, чем у ТОРО.

Работа поддержана МОН РФ, грант № 11.G34.31.0050 (www.lnbe.mephi.ru).

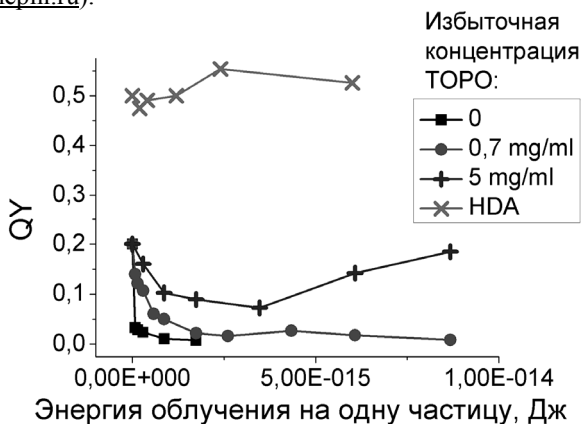


Рис. 1. Изменение квантового выхода квантовых точек с увеличением дозы облучения при разных концентрациях ТОРО в растворе

Список литературы

1. Dayneko S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V.103. 063302.
2. Sukhanova A., et al. // NanoMedicine: NBM. 2012. V.8. P.516–525.
3. Linkov P., et al. // Nanoscale. 2013. V.5. P.8781–8798.
4. Wilfried G.J., et al. // ChemPhysChem. 2002. V.3. P.871–879.
5. Korsunskaya N.E., et al. // Semicond. Sci. Technol. 2005. V.20. P.876–881.

А.Р. ФАДАИЯН, Х.А.Р. АЛЬДИГУИ,
Е.С. ВОРОПАЙ, А.П. ЗАЖОГИН

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖДУИМПУЛЬСНОГО ИНТЕРВАЛА НА ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И ФРАКТАЛОВ ОКСИДОВ СВИНЦА НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА ПРИ НАПЫЛЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ ВОЗДУХА

Для установления условий влияния междуимпульсного интервала на процессы целенаправленного формирования компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы проведены исследования ее методом лазерной искровой спектрометрии (ЛИС). Изучены возможности получения пленок оксидов свинца, с достаточно хорошими механическими характеристиками, методом абляции сдвоенными лазерными импульсами мишени из свинца, установленной на расстояниях 3 мм под углом 45° к подложке в воздушной атмосфере.

Полупроводниковые оксиды металлов наряду со многими уникальными оптоэлектронными свойствами характеризуются высокой реакционной способностью поверхности, обладают каталитической активностью и высокой чувствительностью электрофизических свойств к составу газовой фазы. Эти качества обусловили широкое использование их в качестве активных элементов химических газовых сенсоров, систем оповещения и других устройств газового контроля. Для изготовления приборов наиболее часто используется моноимпульсный лазерный синтез.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Динамика напыления на поверхность стекла наночастиц оксидов свинца исследована при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на мишень из цинка, установленную под углом 45 градусов к падающему излучению и подложке на расстоянии 3 мм. Энергия каждого импульса излучения ≈ 35 мДж. Исследования проведены при временных интервалах между импульсами от 0 до 20 мкс.

Исследования процессов напыления от интервала между импульсами показали, что при интервалах от 0 до 6 мкс свинец расплывается, но напыления пленки практически не наблюдается. С увеличением интервала наблюдается заметный рост пленки, особенно заметный в интервалах от 7 до 15 мкс. При дальнейшем увеличении интервала качество пленки существенно ухудшается. Проведенные параллельно спектральные исследования зарядового состава компонент приповерхностной плазмы показали, что в этом интервале интенсивность ионной линии свинца Pb II (424,5 нм) существенно увеличивается, что способствует ускорению процессов образования оксидов (рис.1,а). Изображения поверхности стекла с нанесенными пленками, увеличенные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 в 300 раз, приведены на рис.1,б и 1,в. На рис.1,б приведена свежая напылённая поверхность, которая имеет довольно разрыхленную структуру. После механической очистки поверхности пластмассовым лезвием структура, а также цвет поверхности существенно изменились (рис.1,в). Изменение цвета поверхности с желтого на черный свидетельствует о том, что первичная, более прочная пленка образована одновалентным оксидом свинца типа Pb_2O . Верхняя, более рыхлая, поверхность двухвалентным оксидом свинца PbO .

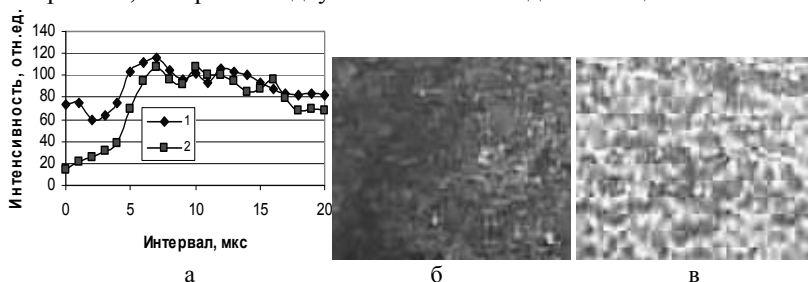


Рис. 1. Интенсивность атомной Pb I (368,347 нм) и ионной Pb II (424,5 нм) линий (1 и 2 соответственно) и изображение поверхности стекла после напыления оксидов свинца сдвоенными лазерными импульсами (а); 300 импульсов (б) и 300 импульсов (после механической очистки) (в) на полированную поверхность

На примере синтеза тонкопленочных металлических покрытий показано, что использование высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов позволяет проводить лазерное напыление тонких пленок на стекло непосредственно в воздухе, снижая до приемлемого уровня негативное воздействие окружающей атмосферы на процессы осаждения (торможение осаждаемых частиц, внедрение атмосферных газов в объем пленки).

Д.С. УМРЕЙКО¹, Е.В. ВИЛЕЙШИКОВА, А.И. КОМЯК,
А.П. ЗАЖОГИН, С.Д. УМРЕЙКО¹

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
¹НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Минск, Беларусь*

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОТОХИМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКОМПЛЕКСОВ УРАНА ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ В АЦЕТОНЕ С ДМСО

Методами электронного и ИК поглощения исследованы процессы фотохимического образования нанокластеров комплексов трех-, четырех- и пятивалентного урана с органическими лигандами при облучении растворов $\text{UO}_2(\text{ClO}_4) \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ с различным соотношением ДМСО и урана при светодиодном облучении (430—450 нм) систем. Установлено, что при облучении в течение несколько часов растворов в спектрах образцов с добавкой от нуля до трех молекул ДМСО на ион уранила наблюдается появление полос принадлежащих комплексам четырех и пятивалентного урана и образование темно-коричневого раствора. Характеристики облученных растворов $\text{UO}_2(\text{ClO}_4) \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ с большим отношением ДМСО:уранил также изменились, образовался мелкодисперсный осадок комплексов четырех и пятивалентного урана. Изменения цвета раствора не наблюдается.

Известно, что внедрение лучших по характеристикам катализаторов на порядок, а то и два эффективнее других технических усовершенствований. Показано, что с повышением температуры термообработки до 1000 °С активный компонент катализатора $\text{U}/\text{Al}_2\text{O}_3$ переходит в нанодисперсное состояние, что приводит к значительному увеличению его каталитической активности в реакциях окисления. Урановые катализаторы в исходном состоянии могут содержать соединения трех-, четырех, пяти- или шестивалентного металла.

Целью настоящей работы являлось изучение процессов фотохимического образования комплексов четырех- и пятивалентного урана при облучении растворов $\text{UO}_2(\text{ClO}_4) \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ в ацетоне (концентрация 0,45 М) с переменным количеством ДМСО (0-7) при светодиодном облучении (430—450 нм) систем. В настоящей работе исследования проводились с помощью спектрофотометра РV производства СП «Солар ТИИ». На рис. 1 приведены участки спектров электронного поглощения облученных систем уранилперхлорат-ацетон-ДМСО с разным соотношением уранил-ДМСО.

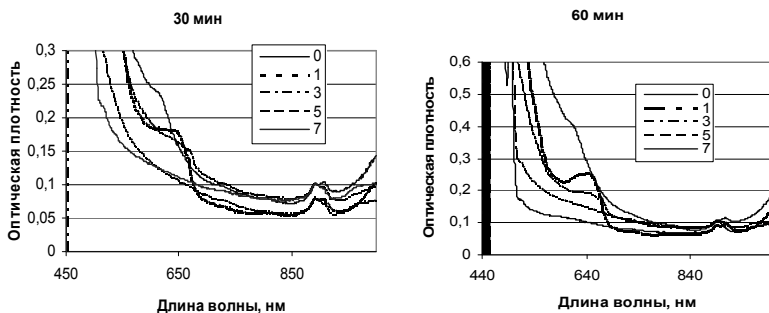


Рис. 1. Спектры электронного поглощения облученной системы уранилперхлорат-ацетон-ДМСО (в рамке соотношение ДМСО: уранил)

Как видно из приведенных спектров в области 500-700 нм происходят существенные изменения, свидетельствующие о том, что в полимере образуются нанокластеры соединений пяти- и четырехвалентного урана, образующихся в результате фотохимических превращений.

Из приведенных данных также видно, что по мере увеличения времени облучения интенсивность полос поглощения соединений пяти- и четырехвалентного урана пропорционально увеличивается, одновременно увеличивается и общий фон в коротковолновой области. В этой области лежат полосы поглощения практически все производных полимеризации ацетона.

Установлено, что при облучении в течение несколько часов растворов в спектрах образцов с добавкой от нуля до трех молекул ДМСО на ион уранила наблюдается появление полос принадлежащих комплексам четырех и пятивалентного урана и образование темно-коричневого раствора. При облучении раствора $UO_2(ClO_4) \cdot 5H_2O$ в ацетоне в течение трех часов скорость образования комплексов четырехвалентного урана пропорционально времени облучения. При хранении облученного чистого раствора уранилперхлората с ацетоном он стал полимеризоваться, Характеристики облученных растворов $UO_2(ClO_4) \cdot 5H_2O$ с большим отношением ДМСО:уранил также изменились, образовался мелкодисперсный осадок комплексов четырех и пятивалентного урана. Изменения цвета раствора не наблюдается.

Полученные закономерности качественно можно объяснить, используя явление селективной сольватации.

В.Ф. БАБАНИН, П.А. ИВАНОВ, Н.В. МИХАЛЕВА, В.В. МОРОЗОВ
Ярославский государственный технический университет

ОБНАРУЖЕНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ В ЖИВОМ ВЕЩЕСТВЕ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ МИНЕРАЛОВ ЖЕЛЕЗА МЕТОДОМ ЯДЕРНОЙ ГАММА-РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Приводятся результаты исследования состояния железа в живом веществе методом ядерной гамма-резонансной спектроскопии (ЯГРС).

Железо – незаменимый биоэлемент, необходимый для синтеза железозапасающих кислородпереносящих белков: цитохромов, пероксидазы, каталазы. Недостаток железа в питании человека ведет к анемии, у растений – к хлорозу.

При исследовании живого вещества методом ядерной гамма-резонансной спектроскопии (ЯГРС) в качестве вспомогательных были применены магнитометрия и рентгеновская дифрактометрия. Спектры ЯГР регистрировали при 293 К в геометрии пропускания, источник Co^{57} в хроме. Для измерений магнитных свойств применяли метод Фарадея с магнитом постоянного тока (0.1-1.2 Тл). При расчете удельных магнитной восприимчивости χ и намагниченности насыщения σ_s использовали

известную для таких образцов формулу $\chi = \chi_\infty + \frac{\sigma_s}{H}$. Объектом

исследования служили воздушно-сухие или высушенные при 105°C растения, микроорганизмы, насекомые, печень и мышечные ткани птиц и млекопитающих, илистые фракции зональных почв. Типичные спектры ЯГРС представлены на рис. 1. Из спектров ЯГР и магнитных измерений (см. рис. 2) вытекает, что железо в живых веществах представлено ферригидритом с размером кристаллитов размером ≤ 10 нм [1, 2]. Это ядро белка ферритина является эталоном суперпарамагнетика. Учитывая полученные результаты исследований можно сделать следующие выводы.

1. Для идентификации наноразмерных частиц ферригидрита в живом веществе необходимы и достаточны следующие экспериментальные факты: а) наличие в мессбауэровских спектрах дублета с параметрами Fe (III) в высокоспиновом состоянии; б) проявления диамагнетизма или слабого парамагнетизма вещества в магнитном поле при $1/H \rightarrow 0$; в) наличие линейной зависимости намагниченности вещества от

величины $1/H$. 2. Примененная методика измерения параметров состояния железа при комнатной температуре, показала, что для диагностики ферритина можно избежать использования дорогостоящей гелиевой криогенной техники. 3. Для оценочных измерений живого вещества на наличие в нем ферритина достаточно определить его магнитные свойства и выяснить удовлетворяют ли они пунктам 1б, 1с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 09-04-01107.

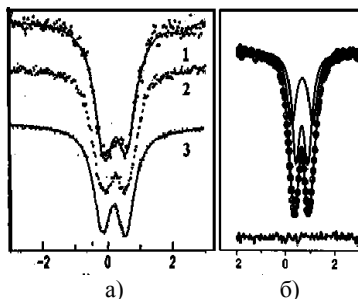


Рис. 1. Спектры ЯГРС живых веществ ($T=293$ К): 1- сушеная топяная; 2 - бактерии *Asotobacter vinelandii*; 3 - ферритин из печени коровы (а); модельная расшифровка в двухдублетном приближении препарата *Bacillus Sb* (б)

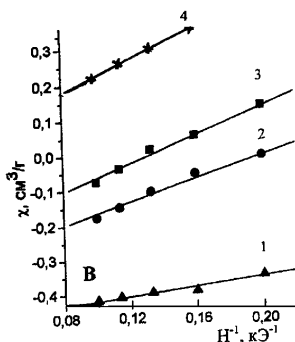


Рис. 2. Зависимости магнитной восприимчивости χ от обратной величины магнитного поля $1/H$ (293 К) для природных систем: 1 - печень коровы; 2 - плоды клюквы; 3 - листья чабреца; 4 - ферритин из образца 1

Список литературы

1. Бабанин В.Ф., Горовой Ю.М., Залуцкий А.А., Иванов П.А., Морозов А.В. Диагностика ферритина в живом веществе методами магнетометрии // ПЖТФ. 2012. Т.38. Вып.5. С.78-84.
2. Бабанин В.Ф., Николаев В.И., Пухов Д.Э., Шипилин М.А., Шипилин А.М. О состоянии железа в биологических объектах // Биофизика. 2010. Т.55. Вып.2. С.302-306.

Р.В. РОМАШКО^{1,2}, В.А. КОЛЧИНСКИЙ²¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток²Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОХРОМНЫХ СВОЙСТВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Данная работа посвящена исследованию влияния примесей, вносимых в фоторефрактивный кристалл нитрида галлия, на изменение его фотохромных свойств.

Среди фоторефрактивных материалов [1,2] одним из наиболее перспективных в настоящее время является нитрид галлия, поскольку обладает, с одной стороны, широкой запрещенной зоной (3,4 еВ), а с другой стороны – большой подвижностью зарядов (от 100 до 900 см²/В*с). Это делает возможным при сохранении/обеспечении быстрого отклика перейти в синюю область спектра, что открывает перспективы более эффективного применения оптической измерительной системы для исследования микромасштабных объектов за счет возможности обеспечения более плотной фокусировки.

В настоящей работе проводилось исследование фотохромных свойств кристаллов нитрида галлия, подготовленные коллегами из Университета Сунь Ятсена: (1) GaN чистый без примесей (толщина 150 мкм), (2) GaN 750 чистый без примесей, обожженный в вакуумной камере при температуре 750°C (толщина 150 мкм), (3) GaN/Al₂O₃ – сформированный на сапфировой подложке методом плазменной молекулярно-лучевой эпитаксии (толщина 70 мкм) и (4) GaN:Si - допированный кремнием (толщина 230 мкм). Все образцы имеют поперечный размер 10x10 мм.

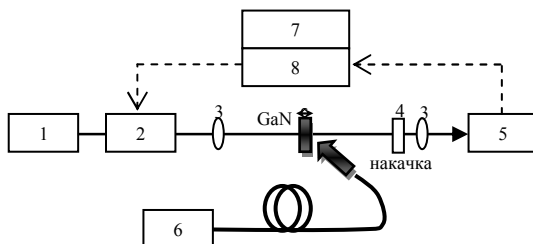


Рис. 1. Схема установки: 1 - источник белого света ($\lambda = 350 - 1100$ нм), 2 - монохроматор, 3 - линзы, 4 - оптический фильтр ($\lambda_{\text{отсечки}} = 630$ нм), 5 - фотоприемник, 6 - лазерный диод; 7 - ПК; 8 - контроллер

Для исследования спектральных зависимостей фотоиндуцированного изменения пропускания и поглощения образцов GaN была собрана установка (рис. 1), состоящая из источника белого света, монохроматора, системы линз, светового фильтра, фотоприемника и лазерного диода, с помощью которого осуществлялось облучение кристаллов двумя различными длинами волн (400 и 470 нм).

Были получены фотохромные спектры исследуемых образцов нитрида галлия при облучении накачкой 400 и 470 нм (рис. 2).

Как можно увидеть, все образцы проявляют фотоиндуцированное снижение поглощения во всем спектральном диапазоне на обеих длинах волн накачки. Следует отметить, что образец № 3 имеет относительно толстую подложку из сапфира, что также способствует поглощению света. Поглощение этого образца завышена (и изменение оптической плотности) из-за рассеяния света на подложку. Последнее верно и для образца №4 (нитрида галлия, легированного Si).

Исследование выполнено при поддержке Программы «Научный фонд» ДВФУ», а также Президиума ДВО РАН.

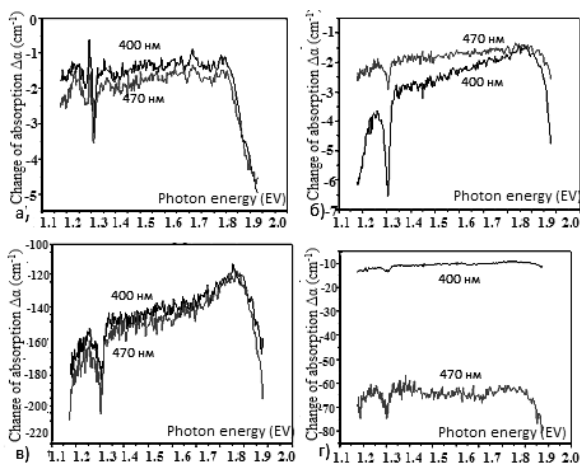


Рис. 2. Спектры фотоиндуцированного изменения поглощения образцов нитрида галлия под накачкой 400 и 470 нм (GaN (а), GaN 750 (б), GaN/Al₂O₃ (в), GaN:Si (г))

Список литературы

1. Stepanov S.I. Adaptive interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals // International Trends in Optics. New York, London: Academic Press, Inc, 1991. Ch.9.
2. Gunter P., Huignard J-P. Photorefractive materials and their applications 2. Springer, 2007. Ch.11.

Н.В. СИДОРОВ¹, М.Н. ПАЛАТНИКОВ¹, Н.А. ТЕПЛЯКОВА¹,
О.Ю. ПИКУЛЬ

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск
¹Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты*

КОНОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ LiNbO₃: Mg (5,21) мол.% И LiNbO₃: Fe(0,009):Mg (5,04) мол.%

Методом лазерной коноскопии исследована оптическая однородность монокристаллов LiNbO₃: Mg (5,21) мол.% и LiNbO₃: Fe(0,009):Mg (5,04) мол.%, выращенных из расплава конгруэнтного состава при варьировании мощности используемого излучения от 1 до 90 мВт.

Сегнетоэлектрические кристаллы ниобата лития, выращенные из расплава конгруэнтного состава, легированные фотовольтаически неактивными катионами, например, Mg²⁺, отличаются низким эффектом фоторефракции [1], однако фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС) является мешающим фактором для генерации и преобразования излучения, поэтому получение кристаллов с низким ФИРС является актуальной практической задачей.

Для исследования методом лазерной коноскопии [2] исследуемый монокристаллический образец на двухкоординатном оптическом столике помещался в расходящийся пучок лазерного излучения (лазер на Y:Al гранате MLL-100, λ₀=532 нм) между скрещенными поляризатором и анализатором, при этом ось пропускания поляризатора составляла угол 45° с вертикалью. Ось лазерного пучка совпадала с полярной осью кристалла и была перпендикулярна его входной грани. Коноскопическая картина регистрировалась на полупрозрачном экране цифровой фотокамерой. Поскольку кристаллы являются фоторефрактивными и детали коноскопической картины должны зависеть от мощности излучения, мощность используемого лазерного излучения варьировалась от 1 и до 90 мВт. Наблюдаемый вид коноскопических картин кристаллов LiNbO₃: Mg (5,21) мол.%, выращенных из шихты без добавления Fe, при всех используемых мощностях лазерного излучения имеет вид одноосного кристалла (рис. 1,а,б), что подтверждает оптическую однородность исследуемых монокристаллических образцов. Однако необходимо отметить, что уже при малой мощности в коноскопических картинах заметно проявление эффекта фоторефракции – контраст

изображений несколько снижен, более проявлена спекл-структура при некоторой размытости и отсутствии четких контуров интерференционных полос (рис. 1,а). Однако на фоне окружностей-изохром черный «мальтийский крест» сохраняет минимальную интенсивность в пределах от центра до периферии поля зрения.

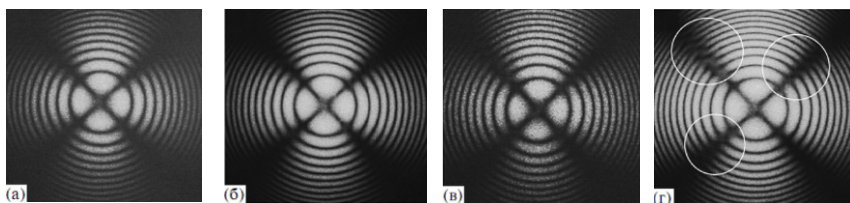


Рис. 1. Коноскопические картины монокристаллов. $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ (5,21 мол.%): мощность лазерного излучения 1 мВт (а), мощность лазерного излучения 90 мВт. $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}(0,009):\text{Mg}$ (5,04 мол.%) (б), мощность лазерного излучения 1 мВт (в), мощность лазерного излучения 90 мВт (г)

Наличие в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}(0,009):\text{Mg}$ (5,04) мол.% «фоторефрактивных» катионов Fe не приводит к существенному усилению эффекта фоторефракции (рис. 1,в), при увеличении мощности лазерного излучения до 90 мВт коноскопические картины приобретают четкость и контраст, но в них проявляются видимые аномалии (рис. 1,г), свидетельствующие о проявлении слабой оптической неоднородности. Так, например, в левой полуплоскости в области верхней и нижней ветвей «мальтийского креста» наблюдаются разрыв, смещение и попарное смыкание изохром на границе смежных квадрантов (рис. 1,г). Правая верхняя ветвь «мальтийского креста» (рис. 1,г) в области между второй и седьмой изохромами содержит дополнительную систему вертикальных интерференционных полос на фоне основной коноскопической картины кристалла. Похожие аномалии в виде дополнительных интерференционных структур отмечены при исследовании оптической однородности монокристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ [5,0 и 5,5 мас.%] [3].

Список литературы

1. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003.
2. Pikoul O.Yu. Determination of optical sign of a crystal by conoscopic method // *J. Appl. Cryst.* 2010. V.43. P.949-954.
3. Palatnikov M., Pikoul O., Sidorov N., Makarova O., Bormanis K. Conoscopic studies of optical homogeneity of the $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ crystals // *Ferroelectrics.* 2012. V.436. №1. P.19-28.

В.А. ЛИТВИНОВА, М.Н. ЛИТВИНОВА

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск***АПКОНВЕРСИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ
В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$**

В работе исследовались процессы апконверсии широкополосного ИК-излучения в легированных цинком кристаллах ниобата лития $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ ($[\text{Zn}] = 0.018\div 0.88$ вес.%). Получены концентрационные зависимости параметров спектров преобразованного излучения.

Кристаллы ниобата лития являются перспективными кристаллами для нелинейно-оптического преобразования с повышением частоты (апконверсии) ИК-сигналов и изображений [1]. Конгруэнтные кристаллы ниобата лития, характеризуются высоким оптическим качеством. Однако такие кристаллы обладают повышенной фоторефрактивной чувствительностью, что ограничивает их применение в оптических устройствах [2]. Снизить фоторефрактивную чувствительность конгруэнтных кристаллов ниобата лития можно, повысив степень структурного упорядочения катионной подрешетки вдоль полярной оси путем легирования малыми концентрациями (до десятых вес.%) нефоторефрактивных примесей [2–3].

В данной работе исследованы легированные монокристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ с содержанием цинка $[\text{Zn}] = 0.018; 0.03; 0.52; 0.62$ и 0.88 вес.%. Получены концентрационные зависимости параметров спектров апконверсии широкополосного ИК-излучения от содержания цинка в кристалле. Исследуемые кристаллы ниобата лития выращены в ИХТРЭМ им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН (Апатиты, Россия).

Монокристаллы конгруэнтного состава, легированные катионами Zn^{2+} имели форму параллелепипедов размерами $5\times 4\times 3$ мм³ с ребрами, параллельными кристаллофизическим осям x , y , z соответственно. Ось z совпадала по направлению с полярной осью кристалла P_5 .

Спектры апконверсии широкополосного ИК-излучения были получены с помощью тепловизора, схема которого описана в работе [1]. Спектры преобразованного излучения имеют максимум, который соответствует длине волны излучения второй гармоники и суммарных частот λ_0 (частоте $2\omega_0$), для которой выполняется условие 90-градусного фазового синхронизма $n_e(2\omega_0) = n_o(\omega_0)$, где $n_e(2\omega_0)$ и $n_o(\omega_0)$ – показатели преломления взаимодействующих волн на соответствующих частотах. Ширина спектра преобразованного излучения в значительной степени

зависит от типа используемого кристалла, его толщины, типа взаимодействия (фазового синхронизма), а также от положения частоты синхронизма в спектре широкополосного ИК-излучения [1].

Для легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ наблюдается немонотонная зависимость длины волны 90-градусного фазового синхронизма λ_0 и ширины $\Delta\lambda$ спектра преобразованного широкополосного ИК-излучения от концентрации катионов Zn^{2+} (рис. 1). При увеличении концентрации цинка до 0,03 вес.% максимум спектра широкополосного излучения смещается в длинноволновую область (рис. 1,а). При дальнейшем увеличении концентрации цинка до 0,88 вес.% максимум смещается в коротковолновую область. Изменение характера концентрационной зависимости положения максимума в спектре преобразованного излучения может быть обусловлено наличием на начальном этапе двух конкурирующих процессов при вхождении катионов Zn^{2+} в решетку кристалла ниобата лития. Первоначально цинк замещает избыточный ниобий Nb^{+5} в позициях лития, а также литий Li^{+1} в основных позициях. От соотношения данных процессов замещения зависит число литиевых вакансий в кристалле, а также степень структурного упорядочения катионной подрешетки кристалла.

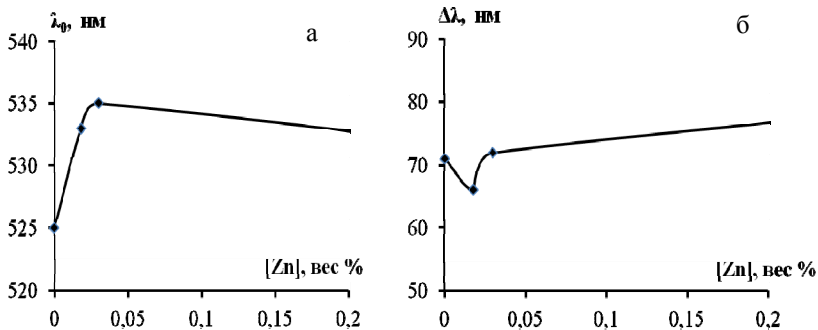


Рис. 1. Зависимости параметров спектра преобразованного излучения от содержания цинка в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ для: длины волны 90-градусного фазового синхронизма λ_0 (а), ширины спектра $\Delta\lambda$ (б)

Список литературы

1. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987.
2. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000.
3. Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Габриелян В.Т. и др. // Неорганические материалы. 2007. Т.43. №1. С.66-73.

В.В. ГАЛУЦКИЙ, Е.В. СТРОГАНОВА,
С.А. ШМАРГИЛОВ, Н.А. ЯКОВЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ С ГРАДИЕНТОМ СОСТАВА И С ГРАДИЕНТОМ ПЕРИОДА

Изучено влияние на эффективность генерации второй гармоники мощных волоконных лазеров различных концентрационных профилей лития в PPLN.

Одной из причин ограничивающих применение PPLN – собственное поглощение кристаллической матрицы, приводящее к неоднородному разогреву кристалла и снижению эффективности преобразования [1].

В работе предложен способ повышения эффективности PPLN преобразователей за счет применения градиентных нелинейно-оптических сред. Ранее был предложен способ получения кристаллов с задаваемым во время вытягивания изменением состава кристаллической матрицы или уровня ее легирования [2]. Изготовленный из такого градиентного кристалла PPLN будет обладать градиентом в величине рассогласования фазовых скоростей взаимодействующих волн. Подобное рассогласование может приводить к некоторой компенсации наведенной собственным поглощением кристаллической матрицы расстройки фазовых скоростей. Подобную компенсацию, очевидно, можно совершить и с помощью градиента периода в PPLN.

Для моделирования влияния температуры на процесс распространения излучения вдоль PPLN использовались традиционные уравнения для процесса преобразования излучения во вторую гармонику [1]. Излучение внутри PPLN и его поглощение кристаллической матрицей с коэффициентами собственного поглощения на первой и второй гармониках и коэффициентом двухфотонного поглощения соответственно, приводит к разогреву PPLN [1]. Температурное поле внутри PPLN учитывается с помощью численного решения методом конечных элементов уравнения теплопроводности [1]. Кривая рассогласования фазовых скоростей в PPLN имеет температурную зависимость и зависимость от состава кристалла $n(\lambda, T, C_{Li})$. Были проанализированы различные профили изменения концентрации лития в PPLN. Для этого в уравнения модели [1] вводилось изменение состава вдоль оси PPLN (рис. 1,а). Для всех концентрационных профилей средняя

концентрация лития в PPLN была одинаковой и равнялась значению, при котором точно выполняется условия квазифазового синхронизма при 30°C с периодом доменной структуры 6,8 мкм. Результаты эффективности преобразователей изготовленных из кристаллов с градиентами показаны на рис. 1,б, в сравнении с эффективностью преобразователя с постоянной концентрацией лития. На рис.2 представлены результаты расчета эффективности преобразователей при градиенте периода и постоянной концентрации оксида лития 49,99 ат.%. Видно, что увеличение эффективности PPLN из градиентного ниобата лития аналогично увеличению эффективности PPLN с градиентом периода и объясняется компенсацией в градиентном кристалле термически активированных оптических искажений в данном интервале мощностей накачки.

Работа поддержана Программой стратегического развития КубГУ.

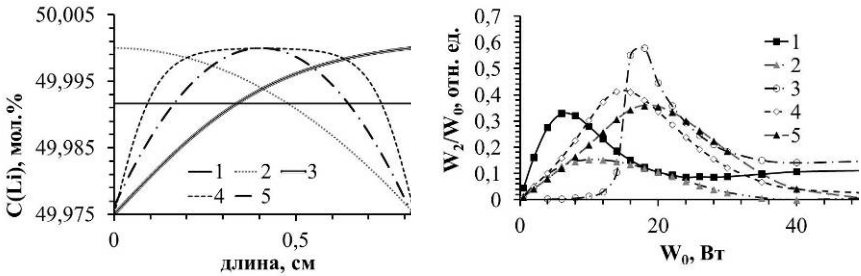


Рис. 1. Концентрационные профили вдоль PPLN (а) и эффективность PPLN (б) при разной мощности накачки

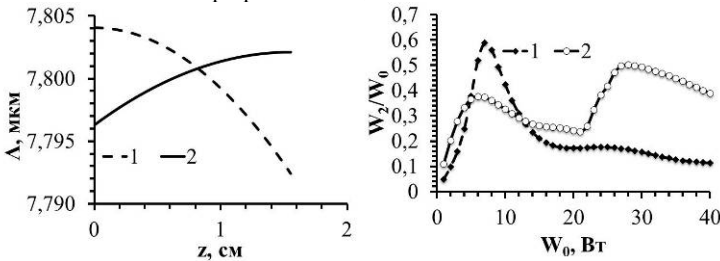


Рис. 2. Изменение периода в PPLN (а) и эффективность PPLN (б) при разной мощности накачки

Список литературы

1. Louchev O.A., Yu Nan Ei, Kurimura S., Kitamura K. // Applied Physics Letters. 2005. V.87. P.131101-1-131101-3.
2. Galutskiy V.V., Vatlina M.I., Stroganova E.V. // Journal of Crystal Growth. 2009. V.311. P.1190-1194.

А.Л. АНДРЕЕВ¹, Н.В. ЗАЛЯПИН*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва***МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА В НЕГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ**

Показано, что время переориентации директора (главной оптической оси) СЖК в электрическом поле зависит от того, который из двух диссипативных коэффициентов (вращательная или сдвиговая вязкость) преобладает.

Измерения проведены для электрооптической ячейки толщиной $1,7 \mu\text{m}$ с планарной ориентацией молекул негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла (СЖК) и пространственно неоднородным распределением директора вдоль смектических слоев [1]. К электродам ячейки прикладывались биполярные импульсы напряжения прямоугольной формы (меандр) амплитудой $\pm 1,5 \text{ В}$. Для используемой СЖК композиции (HF-32В) угол наклона молекул в смектических слоях $\theta_0 = 21,7^\circ$, спонтанная поляризация $P_S=40 \text{ нКл/см}^2$ и вращательная вязкость $\gamma_\varphi = 0,7 \text{ Пуаз}$.

При определенных условиях СЖК можно рассматривать как очень вязкую жидкость, которая в течение достаточно малых промежутков времени ведет себя как твердое тело, то есть упруго деформируется. После прекращения деформации в СЖК остаются напряжения сдвига, которые затухают по истечении некоторого промежутка времени τ_m - времени максвелловской релаксации [2]. Если СЖК подвергается воздействию периодически изменяющегося с частотой f электрического поля, то в случае, когда $f \sim 1/\tau_m$, вязкость γ связана с модулем сдвига μ следующим соотношением [2]:

$$\gamma \sim \tau_m \cdot \mu. \quad (1)$$

Таким образом, если время τ_m не зависит от частоты изменения поля, то вязкость СЖК также не зависит от частоты, и время переориентации директора $\tau_R \sim \gamma_\varphi / P_S E$ [3], где E - напряженность внешнего электрического поля. Для СЖК HF-32В до частоты порядка 70 Гц диссипативным коэффициентом еще является вращательная вязкость γ_φ . В этом частотном диапазоне время релаксации директора в невозмущенное состояние после выключения электрического поля не зависит от частоты изменения поля (рис. 1). Время релаксации измерялось как время, в течение которого поверхностный заряд на электродах ячейки (пропорциональный интегралу тока через ячейку) уменьшался до нуля.

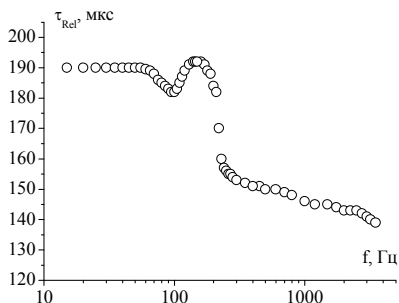


Рис. 1. Частотная зависимость времени релаксации директора СЖК

Переход к сдвиговой вязкости сопровождается сильной частотной зависимостью времени оптического отклика $\tau_{0,1-0,9}$. Так, в интервале частот от 100 до 170 Гц время $\tau_{0,1-0,9}$ уменьшается почти в два раза (рис. 2).

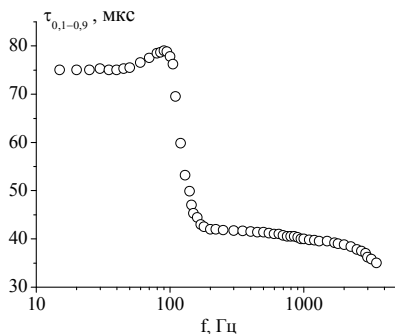


Рис. 2. Частотная зависимость времени электрооптического отклика СЖК

Преобладание сдвиговой вязкости приводит к ослаблению частотной зависимости $\tau_{0,1-0,9}$ (см. рис. 2).

Список литературы

1. Andreev A.L., Andreeva T.B., Kompanets I.N. Electro-optical response of compensated helix ferroelectric: continuous gray scale, fastest response and lowest control voltage demonstrated to date // SID'12 Symposium Digest. Boston, 2012. V.43. P.452-455.
2. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
3. Handschy M.A., Clark N.A., Lagerwall S.T. // Phys. Rev. Lett. 1983. V.51. P.471.

М.Н. ЛИТВИНОВА, В.А. ЛИТВИНОВА, С.Г. ДЯТЕЛ
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВИЗОРА НА НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Исследованы характеристики тепловизора на нелинейных кристаллах ниобата лития LiNbO_3 , иодата лития LiIO_3 , йодноватой кислоты $\alpha\text{-HfO}_3$ и титанил фосфат калия (КТР) KTiOPO_4 . Получены теоретические и экспериментальные спектры апконверсии широкополосного ИК-излучения в нелинейных кристаллах.

Принцип действия нелинейно-оптических преобразователей ИК-излучения в видимую область спектра основан на нелинейных процессах генерации оптических гармоник в кристаллах. Jeppe Seidelin Dam и его коллегам из Технического университета Дании удалось значительно повысить эффективность преобразования ИК-изображений благодаря использованию ПЗС камеры и кристаллов высокого качества. Данная методика делает возможным широкое использование нелинейно-оптических методов преобразования для инфракрасной техники.

Нелинейно-оптические преобразователи изображения из инфракрасной области спектра в видимую содержат систему накачки и систему формирования изображения теплового объекта в нелинейном кристалле. Преобразование теплового излучения в нелинейных кристаллах исследовалось с помощью тепловизора, схема которого приведена на рис. 1 [1].

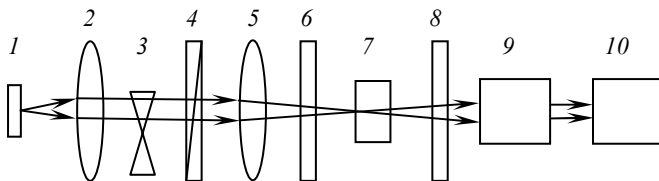


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – источник ИК-излучения; 2, 5 – ИК объективы; 3 – модулятор (150 Гц); 4 – поляризатор; 6 – светофильтр (КС18); 7 – нелинейно-оптический кристалл; 8 – светофильтр (СЗС21); 9 – дифракционный монохроматор МСД-2; 10 – ФЭУ-29

ИК-объектом служила лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Тепловым излучением от объекта являлось излучение с длиной волны в интервале 1–1,9 мкм. В качестве накачки использовалась часть излучения ИК-объекта с длиной волны в интервале 0,7–1 мкм от теплового объекта.

Изображение теплового объекта формировалось ИК-объективом в нелинейно-оптическом кристалле, который преобразовывал изображение по спектру в видимую область. Для разделения теплового и преобразованного излучения использовались светофильтры КС18 и СЗС21. Спектры широкополосного излучения, преобразованного в нелинейно-оптических кристаллах ниобата лития LiNbO_3 , иодата лития LiIO_3 , йодноватой кислоты $\alpha\text{-HfO}_3$ и титанил фосфат калия (КТР) KTiOPO_4 , представлены на рис. 2. Ось падающего на кристалл пучка инфракрасного излучения составляла с оптической осью кристалла углы 90° в кристалле LiNbO_3 и 30° в кристалле LiIO_3 . В случае кристалла $\alpha\text{-HfO}_3$ ось падающего на кристалл пучка инфракрасного излучения лежит в плоскости YZ , и в случае кристалла KTiOPO_4 – в плоскости XY .

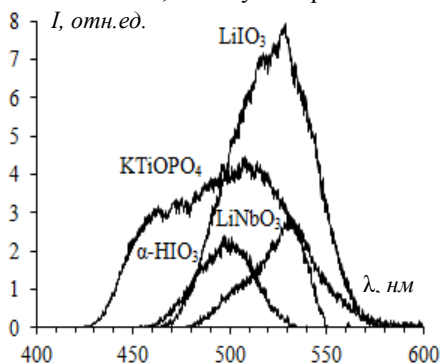


Рис. 2. Спектры преобразованного широкополосного ИК-излучения в кристаллах

Ширина спектра преобразованного излучения в значительной степени зависит от типа используемого кристалла, его толщины и типа взаимодействия [1, 2]. Также на вид спектра влияет положение частоты синхронизма в спектре падающего излучения, угол распространения падающего излучения относительно оптической оси кристалла. При увеличении температуры ИК-объекта спектр излучения, преобразованного в нелинейно-

оптическом кристалле, по форме практически остается неизменным, а интегральная мощность преобразованного излучения увеличивается. Эффективность нелинейного преобразования широкополосного излучения повышается при фокусировке основного излучения в объем нелинейного кристалла, что обусловлено существованием многочастотного синхронизма, увеличением плотности энергии в фокальной плоскости линзы, а также увеличением вклада векторных перекрестных взаимодействий.

Список литературы

1. Толстов Е.В., Криштоп В.В., Строганов В.И. и др. // Известия вузов. Приборостроение. 2004. №10. С.74–77.
2. Кривошеков Г.В., Колпаков Ю.Г., Самарин В.И. и др. // Журнал прикладной спектроскопии. 1979. Т.30. № 5. С. 884–889.

Е.В. СТРОГАНОВА, В.В. ГАЛУЦКИЙ, Н.А. ЮРОВА
Кубанский государственный университет, Краснодар

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БЕЛКОВ МОЛОКА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Получены спектры поглощения и показателя преломления белков молока в терагерцовом диапазоне при различных внешних условиях. Произведен подбор оптимальных условий с помощью варьирования времени накопления сигнала в каждой точке измерения и времени продувки инертным газом Ar.

Спектральный анализ в ТГц диапазоне позволяет получить информацию о движениях молекулярных систем, фоновных колебаниях и вращениях, а также о структуре кристаллической решетки. В диапазоне 0,1...10 ТГц лежат частоты собственных колебательно-вращательных переходов в биологических молекулах, в том числе белков, а также частоты межмолекулярных взаимодействий [1].

В качестве образца для исследования колебательных спектров белков было выбрано сухое молоко. На рис.1 представлено изменение фемтосекундного импульса волоконного эрбиевого лазера терагерцового спектрометра Tera K15 при прохождении сигнала в веществе.

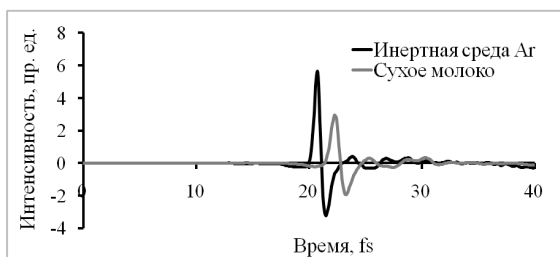


Рис. 1. Вид изменения формы импульса лазерного сигнала после прохождения образца

Для спектрального определения и инициализации белков были измерены спектры при различных внешних условиях. Время накопления сигнала в каждой точке изменялось дискретно – 10 мс, 30 мс, 100 мс. Время, в течение которого производили заполнение пространства спектрографа инертным газом, принимало значения – 3, 10, 15, 20, 25 и 30 минут. На рис. 2 приведены спектры изменения показателя преломления исследуемых образцов при различных внешних условиях.

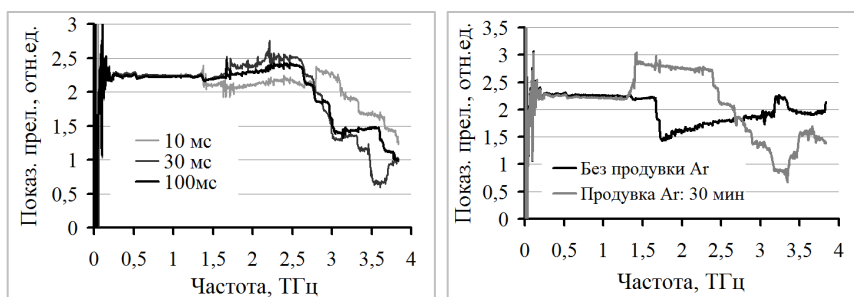


Рис. 2. Спектры показателей преломления образца при различном времени накопления сигнала (а), изменение спектра показателя преломления образца от времени продувки спектрографа Ar (б)

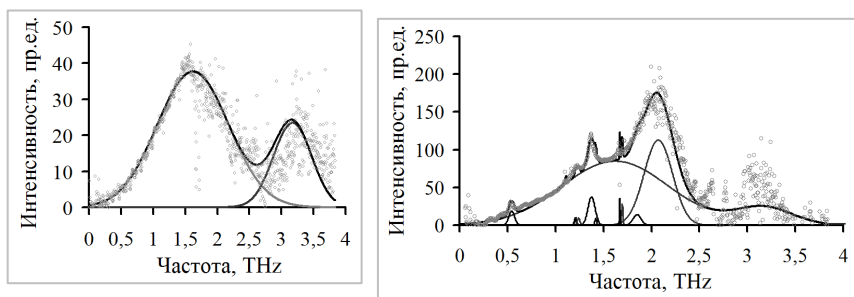


Рис. 3. Спектр поглощения белков молока на воздухе (а), разложение спектра поглощения белков молока при продувке Ar на элементарные компоненты (б)

Видно, что в отсутствие продувки инертным газом спектр представляет собой широкие полосы (рис. 3а) в области частот, обуславливающих водородные связи. Никаких особенностей в виде узких полос оксигенных связей на крыльях спектра не наблюдается. Однако методика проведения измерений позволила получить серию спектров, которые были разложены на элементарные компоненты для определения параметров узких полос в спектрах поглощения белков (рис. 3б).

Список литературы

1. Черкасова О.П., Назаров М.М., Шкуринов А.П. // Труды школы-семинара «Волны-2011». Секция 6. С.18.

С.В. ДАЙНЕКО, М.А. ЗВАЙГЗНЕ, П.А. ЛИНЬКОВ,
И.Л. МАРТЫНОВ, А.А. ЧИСТЯКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В МАТРИЦЕ ОРГАНИЧЕСКОГО ПОЛИМЕРА

В работе представлены результаты исследования оптических свойств пленок полиметилметакрилата, допированных квантовыми точками CdSe/ZnS. Показано, что подобные композиты могут успешно применяться в качестве преобразователей спектра излучения в задаче создания «белых» светодиодов.

В настоящее время полупроводниковые квантовые точки (КТ) зарекомендовали себя, как перспективный материал в области фотоники. В отличие от большинства органических красителей полупроводниковые КТ обладают широким спектром поглощения, высокой фотостабильностью, а положение максимума их спектра люминесценции напрямую связано с их размером. Отдельный интерес представляет использование КТ в задаче создания «белых» светодиодов [1–3]. В рамках данной задачи квантовые точки в полимерной матрице могут использоваться в качестве эффективного конвертора излучения синих светодиодов, например InGaN.

Целью настоящей работы было создание матриц полиметилметакрилата (ПММА) с внедренными в них КТ CdSe/ZnS различного размера с высоким квантовым выходом люминесценции. Для этого методом вращающейся подложки был изготовлен ряд пленок ПММА:КТ. В качестве растворителя для приготовления исходной дисперсии КТ и ПММА использовался толуол. Изучена концентрационная зависимость квантового выхода люминесценции КТ в матрице ПММА. Обнаружено смещение максимума спектра люминесценции в длинноволновую область по мере увеличения концентрации КТ, которое для массовой концентрации КТ ~10% составило более 10 нм. Изготовлены образцы пленок ПММА:КТ с квантовым выходом люминесценции более 40%.

Полученные результаты позволили оптимизировать концентрацию КТ в матрице ПММА и создать на основе такого композита эффективный преобразователь излучения синего InGaN светодиода. При этом было

обнаружено, что для создания «белого» светодиода целесообразно использовать преобразователь, содержащий в своем составе КТ двух типов: люминесцирующие оранжевой области, с максимумом люминесценции ~ 565 нм и люминесцирующие в красной области с максимумом люминесценции ~ 600 нм. Структурная схема разработанного «белого» светодиода, а также его диаграмма цветности представлены на рис. 1 и 2.

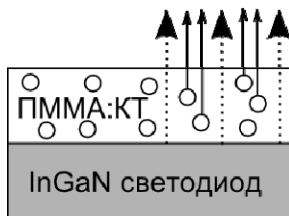


Рис. 1. Структурная схема разработанного «белого» светодиода

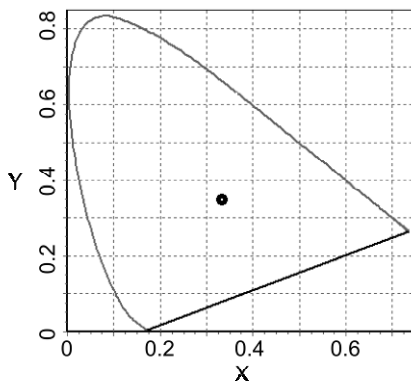


Рис.2. Диаграмма цветности разработанного «белого» светодиода

Список литературы

1. Jang E., et al. White-light-emitting diodes with quantum dot color converters for display backlights. // *Advanced materials* (Deerfield Beach, Fla.). 2010. V.22, №28. P.3076–3080.
2. Jang H.S., et al. White light-emitting diodes with excellent color rendering based on organically capped CdSe Quantum Dots and $\text{Sr}_3\text{SiO}_5:\text{Ce}^{3+}, \text{Li}^+$ Phosphors // *Advanced Materials*. 2008. V.20. №14. P.2696–2702.
3. Kim S., et al. Highly luminescent InP/GaP/ZnS nanocrystals and their application to white light-emitting diodes // *Journal of the American Chemical Society*. 2012. V.134. №8. P.3804–3809.

А.В. КНЯЗЬКОВ

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ИЗМЕРЕНИЕ НАВЕДЕННОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПО ОТРАЖЕНИЮ СВЕТА

В работе предложен метод измерения наведенного двулучепреломления электрооптических (ЭО) материалов по модуляции коэффициента отражения монохроматического линейно поляризованного света, отраженного от поверхности ЭО среды. Рассмотрены случаи нормального падения света и наклонного падения в области угла Брюстера. Оценена чувствительность метода. Проведены оценочные измерения наведенного двулучепреломления ЦТСЛ керамики, кристаллов LiNbO_3 и SBN.

Измерение наведенного двулучепреломления электрооптических (ЭО) сред основано на определении разности фазовых задержек обыкновенно и необыкновенно поляризованных световых волн, прошедших ЭО среду. Наиболее просто это осуществляется в интерферометрических схемах (поляризационно-оптические схемы) [1, 2]. Для поглощающих ЭО сред интенсивность прошедшей волны с измеряемой фазой может оказаться недостаточной для проведения достоверных измерений. С другой стороны, оптическая волна, падающая на границу раздела воздух – ЭО среда, всегда испытывает отражение от границы раздела. Коэффициент отражения R определяется относительным показателем преломления n среды согласно законам Френеля [1, 3].

Для двулучепреломляющих ЭО сред значение показателя преломления зависит от ориентации поляризации световой волны относительно оптической оси индикатрисы показателя преломления среды. Коэффициент отражения для световой волны с поляризацией параллельной наведенной оптической оси определяется обыкновенным показателем преломления n_0 , а для ортогональной ориентации плоскости поляризации волны, по отношению к оптической оси среды – необыкновенным показателем преломления n_e . Величина двулучепреломления Δn характеризуется максимальной разницей: $\Delta n = n_0 - n_e$.

В предложенной отражательной геометрии наведенное двулучепреломление Δn в ЭО среде создается полем при помощи планарных электродов на поверхности. Оптическая индикатриса, описывающая наведенное двулучепреломление изотропного ЭО образца

под действием поля в зазоре между электродами, имеет оптическую ось, ориентированную по создаваемому электрическому полю (рис. 1), как, например, в случае ЭО ЦТСЛ керамики и регистрация изменений отраженного света производилась на второй гармонике, в силу квадратичности ЭО эффекта [4]. Чтобы выявить небольшие изменения коэффициента отражения использовалось синхронное детектирование.

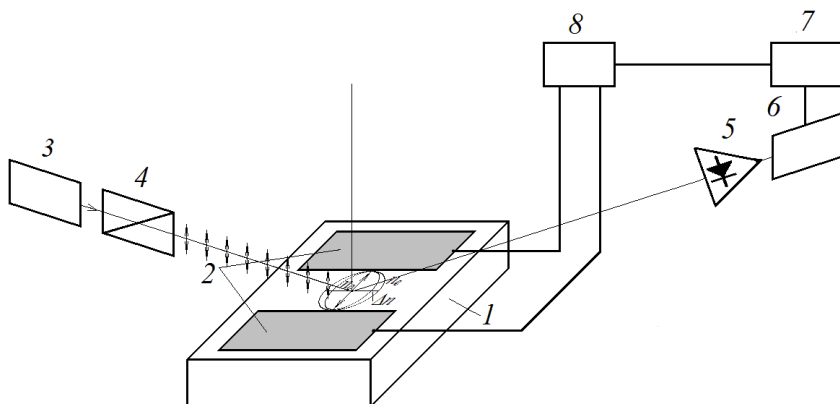


Рис. 1. Схема экспериментальной установки исследования наведенного двулучепреломления по наклонному отражению поляризованного света: 1 – образец ЭО материала с планарными электродами 2; 3 – лазерный источник света; 4 – поляризатор; 5 – фотодатчик; 6 – регистрирующий селективный синхронный усилитель; 7 – задающий низкочастотный генератор; 8 – высоковольтный усилитель–трансформатор

В ЭО кристаллах под действием внешнего электрического поля, приложенного вдоль оптической оси, происходит деформация оптической индикатрисы. Регистрация отраженного сигнала производилась на первой гармонике (линейный ЭО эффект). Необходимо отметить, что в этом случае учитывалась наводка высоковольтного источника при отсутствии падающего света. Полученные зависимости наведенного двулучепреломления от величины поля находятся в удовлетворительном соответствии с электрооптическими свойствами исследованных материалов.

Список литературы

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
2. Мустель Е.П., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.
3. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973.

Ю.Н. КУЛЬЧИН¹, О.Б. ВИТРИК¹, Н.П. КРАЕВА^{1,2}

¹*Институт автоматизики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток*

²*Дальневосточный федеральный университет, Владивосток*

ИЗМЕРЕНИЕ ДИАМЕТРА ЧАСТИЦ ПЕКТИНА В ПРОЦЕССЕ ЖЕЛИРОВАНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАСЕЯНИЯ СВЕТА

В работе продемонстрирована возможность применения оптического корреляционного метода ДРС на основе пространственного усреднения данных для измерений in-situ размеров частиц жидкого пектинового сырья непосредственно в ходе процесса желирования.

В современной химической, фармацевтической, а также пищевой промышленности широко используются органические коллоидные среды. К таким средам относятся пектиносодержащие растворы. Устойчивая тенденция частиц пектина к изменению размера в процессе образования геля и желирования, достаточно известна и исследована. В зависимости от процентного содержания сухих веществ, используемого сахара, значения рН продукта, а также от вида и количества буферных солей в продукте и внешних условий, этот процесс занимает от нескольких до десятков минут. Технологические и рецептурные нормативы производства различных групп препаратов основе пектинов требуют контроля размеров пектиновых частиц в зависимости от состава и указанных условий на разных стадиях процесса желирования. Однако, количество экспериментальных методов для таких исследований невелико. Серьёзным фактором, затрудняющим контроль, является недостаточное быстроедействие таких методов. Так, в случае использования метода микроскопии, исследование занимает от одного до нескольких часов, в зависимости от сложности и количества этапов пробподготовки. Кроме того, из-за требований метода предъявляемых к исследуемому образцу (предварительное осаждение на подложку и дегидрирование) и условиям проведения измерений (наличие вакуума), определение размера отдельных частиц в составе пектинового сырья, становится весьма затруднительным. Измерение размера частиц в растворе стандартным временным методом ДРС, как правило, занимает десятки минут, в связи с чем, данные о размере частиц усредняются, и информация об их размере в различные моменты времени теряется. В отличие от указанных выше методов, корреляционный метод динамического рассеяния с пространственным усреднением данных позволяет оперативно (за время

порядка нескольких миллисекунд) определить размер частиц и их агрегатов в жидкой среде.

В данной работе, указанный метод применен для определения диаметров частиц пектина в растворе промышленного пектинового сырья при различной концентрации сухого вещества непосредственно в процессе образования геля и желирования. Частицы пектинового вещества в таком растворе представляют собой компактные структуры, окружены диффузными оболочками из молекул жидкости, прочность связи которых с частицей очень мала. Поэтому задача определения диаметра частиц пектина в растворе сводится к определению размера такой оболочки. Наиболее практически значимой представляется задача определения размера частиц, когда процесс образования геля уже начался, но раствор ещё не успел желировать. В связи с чем, анализ образцов растворов выполняется после непродолжительного (20 минут) отстаивания раствора после приготовления. На рис. 1 представлены результаты измерения, видно, что размер частиц уменьшается с уменьшением процентной концентрации сухого вещества в исследуемом образце. Это, по-видимому, объясняется наличием в растворах с большей концентрацией большего числа комплексных соединений, которые являются следствием склонности участков молекул, построенных из остатков α -D-галактурановой кислоты к быстрой межмолекулярной ассоциации. Наличие значительного числа таких соединений «завышает» измеряемое среднее значение радиуса частиц. В многократно разбавленном водой 3% растворе пектина, концентрации частиц очень мала, и в растворе в основном присутствуют частицы вещества самой тонкодисперсной фракции (рис. 1в).

Исследования выполнены при поддержке Научного Фонда ДВФУ.

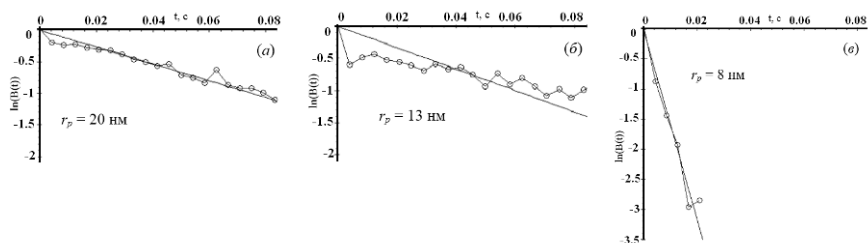


Рис. 1. Экспериментальные значения АКФ, полученные для нормализованного раствора пектинового сырья:– для раствора с содержанием пектинового сырья - 25% (а), с содержанием пектинового сырья - 17% (б), с содержанием пектинового сырья - 3% (в)

С.С. НАЛЕГАЕВ, Е.М. БУЯНОВСКАЯ, Н.В. ПЕТРОВ,
В.Г. БЕСПАЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ ДЛЯ ЗАДАЧ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИТЕРАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Рассмотрена возможность использования водного раствора чая для восстановления параметров волнового фронта по измеренным распределениям интенсивности с использованием нелинейности данной среды. Отрицательный коэффициент нелинейной рефракции раствора чая подтвержден экспериментально.

В итерационных методах восстановления фазы волнового фронта, основанных на численной обработке набора распределений интенсивности, записанных при варьировании какого-либо параметра, необходимо наличие математической модели, достаточно точно описывающей процесс прохождения оптического излучения через всю систему [1]. Для эффективного восстановления при использовании нелинейных сред коэффициент нелинейной рефракции n_2 должен быть достаточно точно измерен.

Известно, что у растворов чая в воде, спирте и других растворителях наблюдаются весьма высокие значения n_2 [2,3]: на длине волны $\lambda = 532$ нм у раствора черного чая в воде наблюдается $n_2 = -570 \times 10^{-20}$ м²/Вт [3], а при $\lambda = 632,8$ нм $n_2 = 1,8 \times 10^{-11}$ м²/Вт [2,4]. Высокие значения n_2 обусловлены нелинейными свойствами, содержащегося в чае хлорофилла, а механизм его нелинейности имеет термическую природу [3]. Резкое увеличение величины n_2 для гелий-неонового лазера объясняется присутствием пиков поглощения хлорофилла вблизи 647 и 664 нм [5]. Благодаря простоте в обращении и сильным нелинейным свойствам (которые характерны многим хромофорам), растворы чая актуальны в качестве сред для восстановления фазы волнового фронта по наборам измеренных распределений интенсивности с использованием нелинейных оптических эффектов [1]. При этом высокие значения n_2 нелинейных сред также упрощают экспериментальную схему, уменьшая требования к лазерной системе.

В настоящее время исследования нелинейно-оптических свойств растворов чая, в том числе измерения коэффициента n_2 , проведены для ограниченного числа длин волн излучения накачки, поэтому задача более широкого их исследования, решаемая в данной работе, все еще актуальна.

В данной работе был опробован раствор чая в воде в качестве нелинейной среды. При распространении лазерного излучения сквозь кювету с водным раствором чая, как и ожидалось [3], экспериментально было обнаружено явление самодефокусировки. На основе полученных экспериментально распределений интенсивности (рис. 1) можно приблизительно оценить значение n_2 использованной нелинейной среды.

Для дальнейших экспериментов по восстановлению волновых фронтов планируется провести точные измерения величины n_2 методом z-scan.

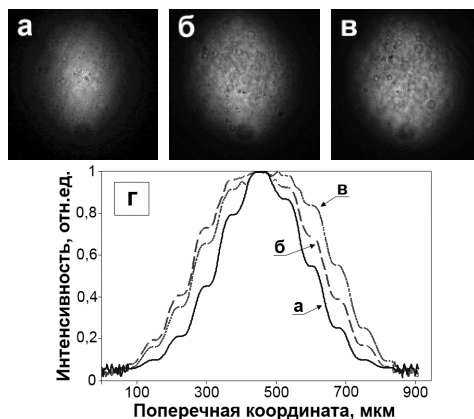


Рис. 1. Пространственные распределения интенсивности (а,б,в) и их поперечные профили (г) на выходе кюветы толщиной 10 мм с водным раствором чая, полученные экспериментально (длительность импульса $\tau=8.9$ нс, $\lambda=532$ нм) при пиковых мощностях лазерного излучения, МВт: 0,432 (а), 1,295 (б), 2,158 (в)

Список литературы

1. Налегав С.С., Петров Н.В., Беспалов В.Г. Итерационные методы решения фазовой проблемы в оптике и их особенности // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2012. №6 (82). С.30-35.
2. Zhang H.-J., Dai J.-H., Wang P.-Y., Wu L.-A. Self-focusing and self-trapping in new types of Kerr media with large nonlinearities // Opt. Lett. 1989. V.14. P.695-696.
3. Cheung Y.M., Gayen S.K. Optical nonlinearities of tea studied by Z-scan and four-wave mixing techniques // J. Opt. Soc. Am. B. 1994. V.11. No.4. P. 636-643.
4. Oliveira L.C., Zilio S.C. Single beam time resolved Z-scan measurements of slow absorbers // Applied Physics Letters. 1994. V.65. P.2121-2123.
5. Larkum A., Douglas S., Raven J. Photosynthesis in Algae // Advances in Photosynthesis and Respiration, v.14. London: Kluwer, 2003.

А.И. БУТЬ, А.М. ЛЯЛИКОВ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

ИСКЛЮЧЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Предложен способ исключения переменных погрешностей измерений, основанный на использовании нескольких опорных голограмм, записанных при определенных условиях.

В лазерной интерферометрии высокая точность измерений достигается за счет уменьшения влияния различного рода погрешностей. Особый интерес представляют систематические погрешности, которые в общем случае могут быть, как постоянными, возникающими, например, за счет аберраций оптических элементов, так и переменными, возникающими за счет воздействия различных внешних факторов, таких как вибрации и температура. Для уменьшения постоянной систематической погрешности получили распространение методы голографической интерферометрии, которые позволяют за счет использования опорной голограммы изменять знак систематической погрешности [1, 2] или введения поправок на этапе цифровой обработки результирующих интерферограмм [3]. Однако при переменном характере систематической погрешности данные методы не позволяют компенсировать её до допустимого значения.

В голографических интерферометрах большого бокового сдвига переменные систематические погрешности могут возникнуть при изменении величины сдвига в процессе формирования интерференционных картин оптических неоднородностей фазовых объектов.

Было теоретически проанализировано влияние переменных аберраций на результирующую интерференционную картину при их коррекции традиционным способом с помощью одной опорной голограммы. На рис. 1 показаны интерферограммы, полученные при повышении температуры в нагревательной камере, демонстрирующие переменный характер аберраций оптической схемы. Нами показано, что использование одной опорной голограммы для коррекции аберраций недостаточно. Доказано, что при использовании нескольких опорных голограмм повышается степень компенсации остаточных аберраций лазерного интерферометра до определенного минимального уровня, и соответственно уменьшается переменная систематическая погрешность интерферометрических измерений. Так, например, для устранения

переменных aberrаций обусловленных температурными воздействиями необходимо использовать несколько опорных голограмм, полученных для определенных температур, при которых будут фиксироваться конечные интерферограммы [4]. Для устранения переменной систематической погрешности, в голографических интерферометрах большого бокового сдвига, обусловленной переменным сдвигом, нами предложено также использовать несколько опорных голограмм, записанных при различных величинах бокового сдвига.

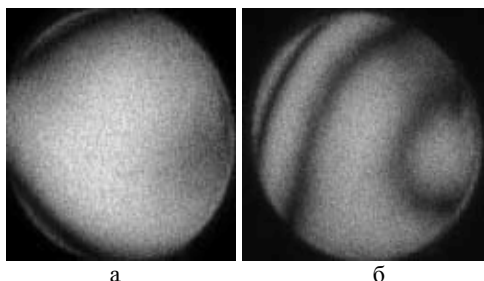


Рис. 1. Интерференционные картины, полученные при повышении температуры в камере на 5°C (а) и на 10°C (б)

Экспериментальные результаты, полученные в работе, подтверждают устранение переменной систематической погрешности измерений при визуализации в реальном времени с помощью лазерного интерферометра полей изменений показателя преломления в стеклянных образцах разных размеров и формы, возникающих при термическом воздействии на образцы. Для коррекции данного типа погрешностей последовательно записывалась серия опорных голограмм, для различных температур нагревателя, на один общий носитель, по методике, описанной в [5].

Список литературы

1. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М: Мир, 1982.
2. Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979.
3. Schnars U., Jueptner W. Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction and related techniques. Berlin: Springer, 2005.
4. Ляликов А.М., Буть А.И. Способ получения интерференционных картин для определения термооптических характеристик прозрачного объекта. Патент на изобретение № 15759. Зарегистрировано в Госреестре изобретений РФ 18 января 2012 г.
5. Лявшук И.А., Ляликов А.М. Двухэкспозиционная голографическая интерферометрия с записью серии наложенных голограмм в одной регистрирующей среде // Квантовая Электроника. 2006. Т.36. №2. С.154-158.

С.С. КОЛЕСОВ, П.В. ПАВЛОВ, А.Н. МАЛОВ¹

Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина, Воронеж
¹Иркутский государственный медицинский университет

МЕТОД СПЕКЛ-СТРУКТУР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЕТАЛЕЙ

Представлены основные функциональные возможности программного модуля системы неразрушающего контроля деталей воздушного судна с использованием метода спекл-структур оптического излучения.

Согласно статистике авиационных происшествий и авиационных инцидентов ежегодный ущерб от авиационных происшествий государственной авиации (ГА) России составляет более 2 млрд. рублей. Происходящее перевооружение авиационных частей на дорогостоящую технику увеличивает ущерб от одного авиационного происшествия более чем в 10 раз. При сохранении существующих показателей аварийности обновление парка воздушных судов (ВС) приведет к росту ущерба от авиационных происшествий до 8 – 10 млрд. рублей в год [1]. Одним из важных факторов, обуславливающих высокую аварийность ВС государственной авиации РФ, является несовершенство находящихся на вооружении строевых частей устройств неразрушающего контроля (НК).

Анализ требований выдвигаемых промышленности к характеристикам устройств НК поверхностей авиационных деталей, а также состояние современной элементной базы оптоэлектроники позволили определить эффективность использования метода спекл-структур оптического излучения для определения параметров шероховатости и дефектоскопического контроля поверхностей деталей ВС [2,3,4]. Учет особенностей реализации этого метода позволил разработать опытный образец мобильного спекл-лазерного дефектоскопа [5], способного в полевых условиях выполнять комплекс операций по НК деталей ВС на высоком технологическом уровне. Для разработки обеспечения дефектоскопа предлагается с использованием инструментария Qt, библиотек QWT и компилятора GNU C++ разработать программный продукт, который позволил бы автоматизировать процесс дефектоскопического контроля поверхностей авиационных деталей.

Программный модуль метода спекл-структур должен выполнять задачи автоматического захвата изображения с мобильного спекл-лазерного дефектоскопа, вычисления функции автокорреляции, вычисления энергетического спектра поля спекл-картин, принятия

решения о пригодности поверхности к эксплуатации на основе введенных оператором ограничений по интервалу корреляции и ширине энергетического спектра поля соответственно.

Для вычисления энергетического спектра поля спекл-картин реализуется функция обратного дискретного преобразования Фурье и построения графика зависимости энергетического спектра поля от смещения спекл-картины на плоскости. Интерфейс программного продукта разрабатывается с учетом невысокого уровня подготовки оператора. Результаты вычислений сохраняются в памяти персонального компьютера, либо на любом другом носителе, предоставляющем возможность перезаписи информации. Для обеспечения унификации хранимых данных разработана база, в таблицах которой заносятся типы исследуемых авиационных деталей, значения функций автокорреляции, интервалов функции автокорреляции, ширины энергетического спектра регистрируемых спекл-картин полученных от контролируемых участков поверхностей. В таблицы базы данных также вносятся результаты расчетов эталонных поверхностей. Сравнение данных между эталонной поверхностью и исследуемой позволяет определить пригодность изделия к дальнейшей эксплуатации. Также результаты расчетов параметров спекл-картин при дефектоскопическом контроле поверхностей авиационных деталей можно применять в научной деятельности по исследованию технических путей построения оптических средств НК на основе использования метода спекл-структур.

Таким образом, создание автоматизированной системы НК, включающей мобильный спекл-лазерный дефектоскоп и программный модуль метода спекл-структур позволит автоматизировать процесс НК, повысить достоверность результатов за счет исключения влияния субъективной человеческой составляющей на результат контроля, сократить время дефектоскопического контроля, а как следствие и время на подготовку ВС к полетам.

Список литературы

1. Пшизов А.К. Состояние аварийности государственной авиации РФ // Сборник трудов общества независимых расследований авиационных происшествий. 2011. Вып.23. С.44-59.
2. Петров Н.В., Павлов П.В., Малов А.Н. // Квантовая электроника. 2013. Т.43. №6. С.582-587.
3. Павлов П.В., Малов А.Н. // Компьютерная оптика. 2012. Т.36. №365. С.365-370.
4. Павлов П.В., Малов А.Н., Петров Н.В. // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2012. Т.14. №4(2). С.663-668.
5. Устройство бесконтактного определения шероховатости. Патент №112991 Российская Федерация. №2010126070/27; заявл. 25.06.10; опубл. 27.01.12, Бюл. №3.

А.Н. МАЛОВ, А.В. НЕУПОКОЕВА
Иркутский государственный медицинский университет

АНАЛИЗ СПЕКЛ-ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ «ШАХМАТНОЙ ДОСКИ»

Для обработки спекл-картины при решении задач мониторинга изменений в спекл-картинах под действием какого-либо фактора предлагается использовать расчет корреляционного поля между регулярной структурой типа «шахматная доска» и исследуемой картиной.

Лазерное излучение при прохождении/отражении от объекта исследования формирует спекл-картины, которые содержат большой объем информации о размерах, концентрации, скорости передвижения неоднородностей в объеме образца. Одним из наиболее часто подлежащих определению параметров является характерный размер спекла, т.к. с ним связана величина рассеивающей частицы.

Корреляционный анализ спекл-картин обычно сталкивается с трудностью из-за сложной формы функции корреляции (рис. 1), что не всегда позволяет адекватно определить размер спекл-пятна и, соответственно, размер исходной неоднородности.

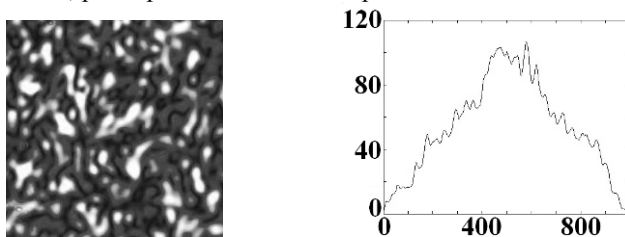


Рис. 1. Спекл-картина и ее функция автокорреляции

Для исследования эффектов зернистости и гранулярности в фотографии и голографии используется модель «шахматной доски» [1- 3]. Для однородных по площади спекл-картин (полученных, например, при просвечивании растворов в кюветках) предлагается использовать эту модель для расчета корреляционного поля исходной спекл-картины с регулярной структурой типа «шахматной доски» с переменным размером «клеток». При расчетах операция непосредственного вычисления корреляционного интеграла была заменена операцией свертки в пространстве Фурье с дальнейшим обратным преобразованием Фурье.

Результатом вычисления корреляционного поля является матрица коэффициентов корреляции, которая в графическом виде представляет собой поверхность с набором пиков – чем больше коэффициент корреляции, тем выше пик. Результаты расчетов корреляционных полей представлены на рис. 2. Если размер «клетки» «шахматной доски» значительно меньше размеров спекла, то корреляционные пики будут слабо выражены (в нашем представлении это приведет к уменьшению контраста корреляционного поля). Так, например, происходит при расчете корреляционного поля между спекл-картинами и «шахматной доской» 12×12 (см. первую строку рис. 2). Если размер «клетки» близок к размеру спекла или превышает его не более чем в 2 раза, то происходит слияние корреляционных пиков в цепочку (см. последнюю строку на рис. 2). Наконец, если размер «клетки» и характерный размер спекла совпадают, то наблюдается регулярное чередование корреляционных пиков правильной конусовидной формы. Метод оказался очень чувствительным, т.к. изменение размера спекла на несколько пикселей, приводит к существенной деформации корреляционных пиков.

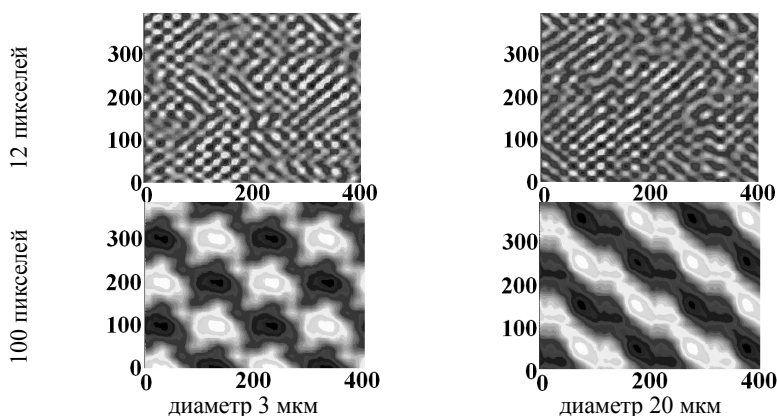


Рис. 2. Корреляционные поля, полученные при сравнении спекл-картин с регулярной структурой типа «шахматная доска». По осям отложены отсчеты в пикселях, величина коэффициента корреляции задана цветом: черный соответствует нулю, белый – единице

Список литературы

1. Goodman J.W. Film-grain noise in wavefront- reconstructed imaging // J.Opt.Soc. Amer. V.57. N4. P.493-502.
2. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988.
3. Джеймс Т.Х. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980.

А.В. КНЯЗЬКОВ, В.А. КУКУРИЧКИН

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ОЦЕНКА КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО МОРФОЛОГИИ СПЕКЛ-КАРТИН

В работе предлагается метод оценки когерентности лазерного излучения по количеству связанных областей спекл-картины заданного уровня, полученной при интерференции спекл-полей. Приводится применение этого метода для оценки когерентности излучения полупроводниковых лазеров с изменением температуры. Продемонстрировано влияния температуры на когерентность излучения лазеров красного и зеленого диапазонов. Проведено сравнение спекл-метода оценки когерентности излучения с классическим методом оценки когерентности по спаду видности интерференционных картин.

Когерентность излучения лазеров определяет их применение в голографии, измерительных и когерентно-оптических устройствах. Обычно когерентность излучения оценивают по спаду кривой видности картины интерференции с увеличением разности фаз интерферирующих пучков. Степень когерентности можно оценивать по контрасту спекл-картины. В данной работе спекл-картина создавалась при интерференции двух квазиплоских волн в интерферометре Майкельсона. Метод основывался на счете связанных областей спекл-пятен по заданному уровню τ при помощи морфологических чисел Эйлера. Уровень τ выбирался так, чтобы указанные числа отражали пропорциональность контрасту (видности) интерференционных полос или степени когерентности излучения. Числа Эйлера рассчитывались при помощи функции MorphologicalEulerNumber[*image*, τ] из пакета Вольфрам Математика. Экспериментальное подтверждение этой методики проводилось для исследования влияния температуры на когерентность излучения полупроводникового лазера LD-63104TL ($\lambda = 635$ нм) и излучения неодимового лазерного модуля S10 с полупроводниковой лазерной накачкой ($\lambda = 532$ нм) [1].

Полученные экспериментальные данные указывают на удовлетворительную корреляцию рассчитанных чисел Эйлера с контрастом интерференционных полос, что может быть положено в основу экспресс-метода оценки степени когерентности излучения лазеров.

Список литературы

1. Князьков А.В. Кукуричкин В.А. Влияние температуры на когерентность излучения полупроводниковых лазеров // Научн.-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. №4.

М.С. ЗАХАРОВ

ЗАО «Сбербанк-Технологии», Москва

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КАРДИОИНТЕРВАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИИ

В работе представлена методология спектрально – временного анализа кардиоинтервалов, позволяющая судить о состоянии сердечно - сосудистой системы человека во времени. Изучены спектральные мощностные характеристики здорового пациента, относящиеся к различным частотным диапазонам.

Спектральные преобразования динамических рядов кардиоинтервалов получили широкое распространение при исследовании variability сердечного ритма (ВСР) при донозологической диагностике функциональных состояний организма на грани нормы и патологии. В частности, по мощности спектральных составляющих можно судить о регуляторном механизме сердечного ритма, а также о балансе симпатического и парасимпатического отделов вегетативной нервной системы. Однако спектральные методы исследований принято относить к так называемым квазистационарным процессам. Поскольку сердечный ритм реализуется во времени, то и ВСР необходимо анализировать во времени.

В данной работе для получения кардиоинтервалов использовался метод фотоплетизмографии (ФПГ), позволяющий определять динамические параметры пульсовой волны. Фотоплетизмограмма регистрировалась с помощью устройства «Биомышь», разработанного в компании «Нейролаб» (Москва).

Дискретное Фурье – преобразование использовалось в виде:

$$F(\nu) = \sum_{k=1}^N \exp(2\pi i \nu t_k) (\Delta t_k - < \Delta t_k >) \Delta t_k \quad (1)$$

где t_k – текущее время, ν – частота, N и Δt_k – количество и длительности кардиоинтервалов ($N = 100$).

Для спектра Фурье, вычисленного по эквидистантным временным отсчетам, использовалось следующее выражение:

$$F(\nu) = \sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} \exp(2\pi i \nu t_{k+\frac{N}{2}}) (x_{k+\frac{N}{2}} - < x >) \Delta t \quad (2)$$

где x_k – временные отсчеты на интервалах $t_k = k\Delta t = kT/N$ ($k = 0, 1, \dots, N$; $T = 80$ с).

Основная идея использования спектров «оконного типа» состоит в сознательном уменьшении числа временных точек N , необходимых для построения спектра, до величины $NN < N$. При этом естественно уменьшается спектральное разрешение (в N/NN число раз), но появляется возможность анализа спектрограмм во времени.

Вид Фурье спектров для $N = 100$ и $NN = 60$ представлен на рис. 1.

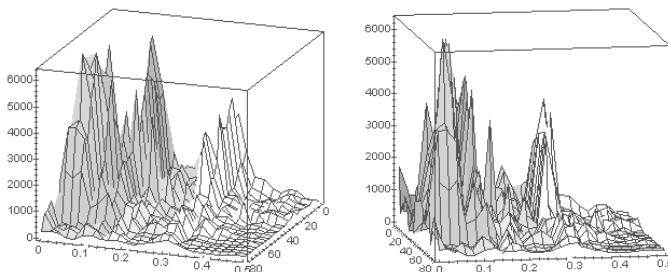


Рис. 1. Трехмерное представление Фурье спектров во времени в различных ракурсах, ось 0 – 0.5 относится к частоте, Гц; 0 – 80 ко времени, с

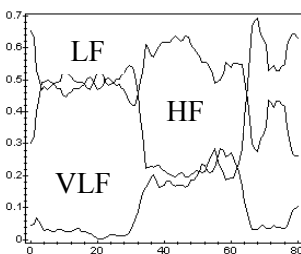


Рис. 2. Спектральные мощности HF, LF, VLF участков в отношении к полной мощности как функции времени в с

Спектральный анализ позволяет количественно оценить различные частотные области ритма сердца и выделить разные составляющие, отражающие активность определенных отделов регуляторного механизма.

Мощности спектральных участков высокочастотного (HF), низкочастотного (LF) и очень низкочастотного (VLF) показаны на рис. 2. Из рисунка можно проследить, как происходит адаптации организма в процессе снятия ФПГ.

Рассмотренные спектральные свойства кардиоинтервалов расширяют возможности использования метода ВСП в клинической практике и в донозологической диагностике.

Н.А. КРЮКОВ, С.А. ПЕГАНОВ
Санкт-Петербургский государственный университет

О РЕГУЛЯРИЗАЦИИ В ИЗМЕРЕНИЯХ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

В работе рассмотрена проблема дискретизации физических сигналов, представимых непрерывными функциями. Разобраны методы их регуляризации. Сформулированы критерии реализации заданной точности измерения.

Вопросы оптимального кодирования оптических сигналов в экспериментах важны для оценки точности измерений[1]. Класс задач, связанных с измерением величин пространственных градиентов или временных характеристик, относится к так называемым некорректно поставленным задачам. В настоящей работе продолжено рассмотрение вопросов нахождения кинематических величин с учётом дискретного

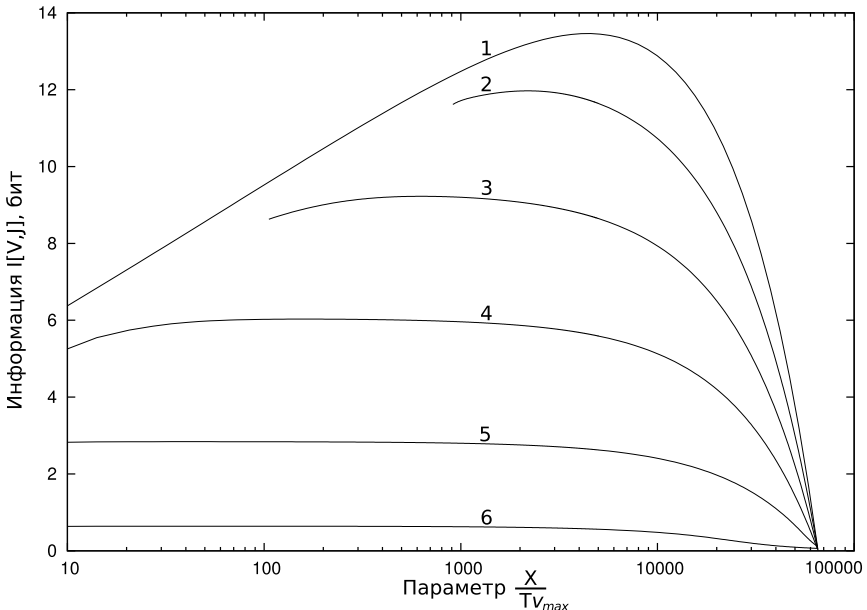


Рис. 1. Информация при объёме памяти 16 бит для различных σ : 1 – 0, 2 – 0,0001, 3 – 0,001, 4 – 0,01, 5 – 0,1, 6 – 1.0, где σ – относительное стандартное отклонение величины X , v_{max} – максимальная скорость наблюдаемого тела

характера измерения скорости тела и непрерывного/аналогового поведения перемещения [2]. В модельном представлении измерение скорости описывается регуляризирующим оператором $j = \left[\frac{X}{T} \frac{1}{v} \right]$, где v – скорость тела, j – число периодов дискретизации T , за которое тело прошло отрезок X . Изучено поведение пропускной способности в оптическом канале. На рис. 1 представлены результаты расчётов с учётом шума. На рис. 2 приведены расчёты информации для счётчиков с различным объёмом памяти в предположении равномерного распределения скорости v и сравнение с результатами вычислений на основе частотного анализа значений регуляризирующего параметра. Таким образом, теоретически описана и экспериментально подтверждена возможность достижения максимальной пропускной способности канала.

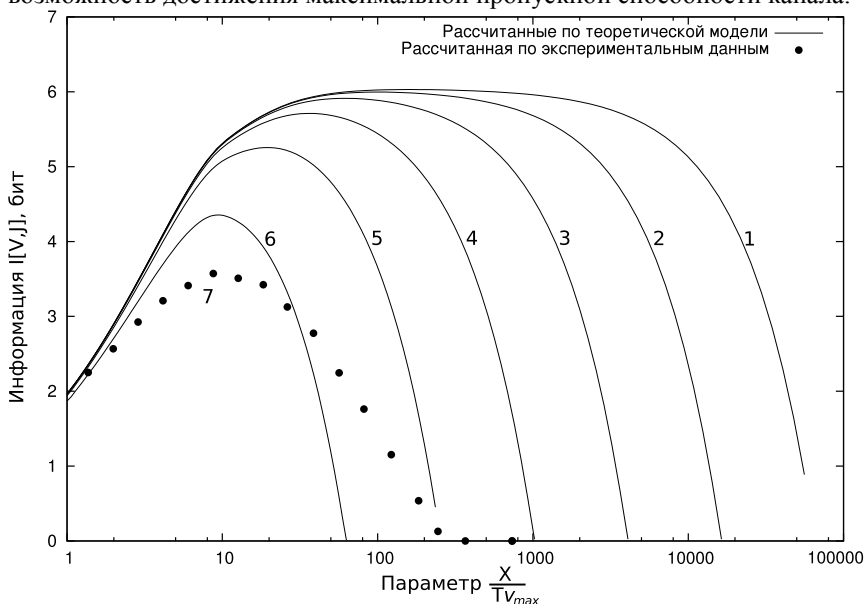


Рис. 2. Количество информации при $\sigma = 0.01$ для различных объёмов памяти: 1 – 16 бит, 2 – 14 бит, 3 – 12 бит, 4 – 10 бит, 5 – 8 бит, 6 – 6 бит. 7 – обработка экспериментальных данных при памяти 8 бит и $\sigma = 0,007$

Список литературы

1. Ларкин А.И., Юу Ф.Т.С. Когерентная фотоника. М.: БИНОМ, 2007.
2. Крюков Н.А., Пеганов С.А. О дискретизации в оптических измерениях. // II Всеросс. конф. по фотонике и информационной оптике. Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. С.260.

В.В. ЛЕСНИЧИЙ^{1,2}, Н.В. ПЕТРОВ², П.А. ЧЕРЁМХИН
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹*Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург*
²*Albert Ludwig University of Freiburg, Freiburg in Breisgau, Germany*

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЗС И КМОП-СЕНСОРОВ БЫТОВЫХ КАМЕР ОТДЕЛЬНО ПО КАНАЛАМ ФИЛЬТРА БАЙЕРА

Раскрыты возможности использования коммерческих цифровых камер, поддерживающих сохранение изображения в формат RAW, в научных приложениях для измерения пространственных распределений интенсивности в спектральных диапазонах видимого излучения. Создана и описана доступная методика измерения спектральных характеристик ПЗС и КМОП-сенсоров камер, базирующаяся на стандарте EMVA 1288 и основанная на извлечении информации из цветовых каналов байеровского фильтра. Проведено измерение спектральных характеристик сенсоров фотокамер Canon EOS 1000D, Nikon D50 и Nikon D90.

В настоящее время имеется широкий ассортимент матричных фотоприёмников видимого диапазона спектра для решения профессиональных и научных задач, а сами они отличаются различными наборами параметров. Ценовой диапазон этих регистрирующих устройств также очень широк, однако улучшение характеристик фотоприёмника приводит к непропорциональному увеличению его стоимости. В связи с этим для увеличения соотношения цена/качество возможно использование матричных регистраторов для любительской съёмки. В отечественной и зарубежной литературе предлагается использование бытовых камер для решения задач технического зрения, получения изображений микрообъектов, в оптико-цифровых системах распознавания. Однако их широкое распространение в научных измерениях затруднено по двум основным причинам:

- 1) распространённое мнение о неизбежности потерь информации о распределении интенсивности в процессе обработки изображения встроенными программными средствами после регистрации;
- 2) отсутствие в открытом доступе данных о характеристиках сенсоров фотокамер: радиометрических, шумовых и спектральных.

В стандарте EMVA 1288 приведено описание классической методики измерения интегрального спектрального отклика фотосенсора. Однако в нём указано, что измерения по различным цветовым каналам необходимы лишь при оценке квантовой эффективности сенсора. Эти указания оставляют нераскрытой возможность выяснения спектральных

характеристик по различным каналам фильтра, значит можно заключить, что способ измерения спектральных характеристик отдельных цветowych каналов матричных фотоприемников так и не был стандартизован.

В связи с этим, основной целью данной работы являлось создание, описание и последующая практическая проверка доступной методики измерения спектральных характеристик матричных фотоприемников бытовых камер, базирующейся на стандарте EMVA 1288 и основанной на извлечении информации из цветowych каналов байеровского фильтра.

Основные этапы методики можно представить следующим образом:

- 1) регистрация серии снимков на фотосенсор (в отсутствие объектива);
- 2) преобразование снимков из RAW-формата в TIFF-файлы с помощью специализированного RAW-конвертера;
- 3) разбиение полученных изображений на четыре части в соответствии с цветowymi каналами фильтра Байера;
- 4) нахождение средней интенсивности зарегистрированного излучения для каждой длины волны для каждого канала фильтра Байера;
- 5) вычитание уровня чёрного;
- 6) учёт калибровочной кривой используемого источника излучения.

Для реализации методики может быть использован широкий набор источников излучения: лазеры, газоразрядные лампы, светодиоды, или перестраиваемый в широком диапазоне источник, например лампа накаливания или газоразрядная в сочетании с монохроматором. С использованием предложенной методики были измерены спектральные характеристики отдельных цветowych каналов ПЗС и КМОП-сенсоров любительских фотокамер: Canon EOS 1000D, Nikon D50 и Nikon D90. В качестве источника излучения, способного генерировать излучение в узком спектральном диапазоне, использовался спектрофотометр Thermo Evolution 300. Длина волны излучения менялась от 400 до 740 нм с шагом 5 нм. Согласно полученным результатам матрицы фотокамер оказались чувствительнее к коротковолновой области спектра.

Таким образом, предложена и экспериментально апробирована методика измерения спектральных характеристик сенсоров цветных фотокамер отдельно по каналам массива фильтра Байера. Основная «нагрузка» на обработку данных в методике возлагается на программные, а не технические средства, что существенно расширяет возможности ее применения в лабораториях, не специализирующихся на фотометрических измерениях.

В.М. БЕЛОКОНЕВ, В.Г. ВОЛКОВ, П.Д. ГИНДИН
ОАО «Научно-производственное объединение «Альфа», Москва

КОМБИНИРОВАННЫЕ ОЧКИ НОЧНОГО ВИДЕНИЯ

Рассматривается принцип построения и основные параметры комбинированных очков ночного видения, состоящих из активно-импульсного и тепловизионного канала.

В настоящее время существуют очки ночного видения (ОНВ) [1]. Однако они не работают в ухудшенных метеоусловиях (дымка, туман, дождь, снегопад и пр.) и при воздействии мощных световых помех. Используются также портативные тепловизионные приборы (ТВП) [1]. По сравнению с ОНВ они имеют меньшую геометрическую разрешающую способность, зато работают в указанных выше сложных условиях видения. Но ни ОНВ, ни ТВП не обеспечивают точного измерения дальности до объекта наблюдения. В связи с этим на рис. 1 дана блок-схема новых комбинированных ОНВ, состоящих из активно-импульсного (АИ) 1 и ТВП 2 каналов. Они работают в сложных условиях видения, а АИ канал 1 обеспечивает точное измерение дальности до объекта [1]. АИ канал 1 состоит из блока наблюдения (БН) 3, блока стробирования (БС) 4 и импульсного лазерного осветителя (ИЛО) 5. АИ канал может работать в пассивном и в АИ режиме. При работе в пассивном режиме излучение естественной ночной освещенности (ЕНО), отражаясь от объекта и окружающего его фона, поступает в БН 3. Его объектив 6 создает изображение объекта и фона на экране электронно-оптического преобразователя (ЭОП) 7. Он преобразует изображение в видимое и усиливает его по яркости. Оно наблюдается правым глазом через окуляр 8. При работе в АИ режиме задающий генератор импульсов (ЗГИ) 9 с 1-го своего выхода синхроимпульсом запускает блок накачки (БН) 10. Он формирует импульсы тока, запускающие импульсный лазерный полупроводниковый излучатель (ИЛПИ) 11. Его излучение сужается с помощью передающего объектива (ПО) 12 и создает пятно подсвета на объекте. Импульсы излучения, отраженные от объекта, приходят в БН 3. При этом ЭОП работает в импульсном режиме. ЗГИ 9 со 2-го своего выхода запускает блок регулируемой задержки (БРЗ) 13. Сигнал с его выхода запускает формирователь стробирующих импульсов (ФСИ) 14. Он отпирает электронный затвор ЭОП 7 на время, равное или несколько превышающее длительность импульсов излучения ИЛПИ 11. При величине задержки, равной прохождения расстояния до объекта и

обратно, в затвор проходит изображение, наблюдаемое в окуляр 8. В АИ режиме работы задержка отсекает фон и излучение обратного рассеяния, а за счет импульсного режима работы БН 3 световая помеха ослабляется в число крат, равное скважности. По величине задержки можно точно измерить дальность до объекта. ТВП канал 2 служит для поиска и обнаружения объекта. Его ИК объектив 15 создает ИК изображение на ТВП модуле 16, а именно на микроболометрической матрице (МБМ) 17 фотодетекторов, электрический сигнал, которой усиливает и подвергает цифровой обработке электронный блок (ЭБ) 18. Он запускает OLED дисплей 19, с экрана которого изображение наблюдается левым глазом в окуляр 20. Источник первичного питания 21 имеет напряжение = 9 - 12 В. Рабочая область спектра БН 3 0,4 - 0,9 мкм, ТВП 2: 8 - 12 мкм, длина волны ИЛПИ 11 - 0,85 мкм. Дальность распознавания в БН 3 ростовой фигуры человека (РФЧ) при нормальной прозрачности атмосферы и уровне ЕНО = $(4 \pm 1) \times 10^{-3}$ лк в пассивном режиме в АИ режиме 300 м, в ТВП 2: 200 м, угол подсвета ИЛО 12 $2 \times 1^\circ$, угол поля зрения БН 3: 40° , ТВП 2: $23 \times 9^\circ$ увеличение 1^x , диапазон измерения дальности в АИ режиме 10 - 800 м при точности ± 5 м. Масса прибора 0,8 кг, потребление 6 Вт.

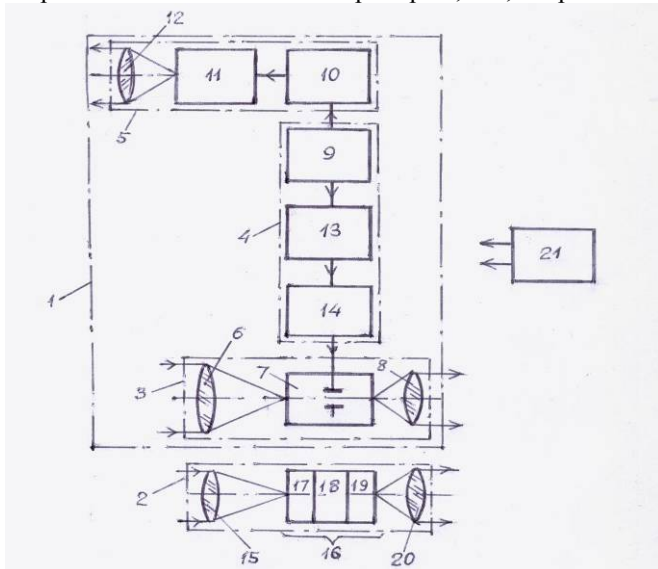


Рис 1. Блок-схема комбинированных ОНВ

Список литературы

1. Гейхман И.Л., Волков В.Г. Видение и безопасность. М.: Новости, 2009.

С.С. АНУФРИК, И.А. ЛЯВШУК, А.М. ЛЯЛИКОВ
Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

УЧЕБНО-ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ПРАКТИЧЕСКИХ РАБОТ ПО РАЗЛИЧНЫМ РАЗДЕЛАМ КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКИ

Разработан универсальный учебно-лабораторный стенд, предназначенный для выполнения практических работ в области когерентной оптики. Универсальность учебно-лабораторного стенда заключается в возможности применения одного и того же учебного оборудования для выполнения лабораторных работ по различным разделам как классической, так и когерентной оптики.

При разработке и создании учебного оборудования основным требованием его является универсальность. В учреждении образования Гродненский государственный университет имени Янки Купалы на кафедре информационных систем и технологий разработан учебно-лабораторный стенд, предназначенный для выполнения практических работ в области когерентной оптики. Универсальность учебно-лабораторного стенда заключается в возможности применения одного и того же учебного оборудования для выполнения лабораторных работ по различным разделам как классической оптики, так и когерентной оптики.

В комплектацию стенда входят: подвесная виброустойчивая оптическая плита, сменные источники света осветительной системы, включающие лазер гелий-неоновый ЛГН-215, полупроводниковый лазер, светодиод, точечный и щелевой источники белого света. Приемная система реализует возможность регистрации изображений, голограмм, интерферограмм и тенеграм как цифровой камерой, так и на другие носители информации, в частности на высокоразрешающие фотоэмульсии. Стенд позволяет реализовать различные схемы классических и голографических интерферометров, предназначенных для исследования прозрачных и диффузно рассеивающих объектов, а также устройств оптической обработки изображений и голограмм. Наличие гелий-неонового лазера с высокой степенью пространственно-временной когерентности позволяет записывать изобразительные голограммы площадью до 100 см^2 и формировать высококонтрастные интерференционные картины при разности хода до 10-15 см. Применение подвесной виброустойчивой оптической плиты дает возможность записи голограмм на фотоэмульсиях при углах голографирования до 45° и экспозициях, доходящих до нескольких десятков секунд.

Реализация на данном учебно-лабораторном стенде лазерных двулучевых интерферометров типа Маха-Цендера и Майкельсона, а также лазерных интерферометров бокового и реверсивного сдвига позволяет осуществить выполнение достаточно широкого спектра работ, посвященных измерению и контролю параметров оптических элементов, в частности по контролю качества оптических элементов, выявлению микродефектов и по измерению различных параметров оптики [1-5].

Новые методики проведения исследований достаточно полно изучены и экспериментально апробированы. Большая часть разработанных методик проведения исследований опубликована в научно-технических журналах. Новые схемы устройств защищены патентами [6-9].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РБ и ГПНИ «Электроника и фотоника», задание 2.2.09.

Список литературы

1. Лявшук И.А., Ляликов А.М. Интерференционный сравнительный анализ формы волновых фронтов некогерентных световых пучков // Оптика и спектроскопия. 2004. Т.96. №3. С.460-464.
2. Лявшук И.А., Ляликов А.М. Двухэкспозиционная голографическая интерферометрия переменного сдвига с изменяемой чувствительностью // Оптика и спектроскопия. 2006. Т.101. №6. С.1023-1027.
3. Ляликов А.М. Универсальное устройство интерферометрического контроля качества оптических элементов // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35. №4. С.66-71.
4. Ляликов А.М. Интерферометрический контроль пропускающих и отражательных оптических элементов // ЖТФ. 2009. Т.79. №9. С.78-82.
5. Ляликов А.М. Интерферометрия фазовых объектов, объединяющая процедуры измерения и контроля // Письма в ЖТФ. 2013. Т.39. №13. С.62-69.
6. Ляликов А.М. Способ интерферометрического контроля оптического элемента с периодической структурой пропускающего типа. Патент на изобретение № 15915. Зарегистрировано в Госреестре изобретений РБ 30 июня 2012 г.
7. Буть А.И., Ляликов А.М. Интерферометрический способ определения угла клиновидности прозрачной пластины. Патент на изобретение № 15915. Зарегистрировано в Госреестре изобретений РБ 18 января 2012 г.
8. Ляликов А.М., Бартасевич А.И. Устройство для интерферометрических исследований клиновидной пластины. Патент на полезную модель № 9258. Зарегистрировано в Госреестре изобретений РБ 30 июня 2013 г.
9. Ляликов А.М., Лявшук И.А. Оптико-электронное устройство контроля отражательной дифракционной оптики. Патент на полезную модель № 9260 Зарегистрировано в Госреестре изобретений РБ 30 июня 2013 г.

В.В. ОРЛОВ, А.В. ПАВЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

НЕЙРОСЕТЕВАЯ МОДЕЛЬ ОБЪЕМНЫХ НАЛОЖЕННЫХ ГОЛОГРАММ

На основе анализа ассоциативных свойств объемных наложенных голограмм, обусловленных механизмами нелинейной записи и многократной дифракции волн в объеме голограмм, дана нейросетевая модель, описывающая феномен самостоятельного формирования нейронной сетью ассоциативных связей между понятиями, не заданных явным образом при записи голограммы.

Известно наличие ряда глубоких аналогий между свойствами голограмм и мозга [1]. Эти аналогии послужили основанием применения голографии в искусственном интеллекте (ИИ) в части реализации образной формы мышления [2]. Одна из актуальных задач ИИ – реализация механизмов понятийного мышления как развития образного. В том числе – механизмов самостоятельного формирования связей между разными понятиями, не заданных явно при обучении. Для применения в этой задаче голографии необходимо найти адекватные голографические механизмы и сформулировать модель в терминах нейронных сетей (НС).

В работах [3-4] из анализа объемных наложенных голограмм методами модовой теории показаны два физических механизма, перспективные в рамках задачи – многократная дифракция волн в объеме голограмм и дифракция на решётках, возникающих при квадратичной нелинейности зависимости диэлектрической проницаемости среды от экспозиции. В докладе, на основе этих физических механизмов применительно к записи с угловым разнесением плоских опорных пучков по схеме голографии Фурье, предложена нейросетевая модель объемных наложенных голограмм как набора нейронных сетей «звезда Гроссберга».

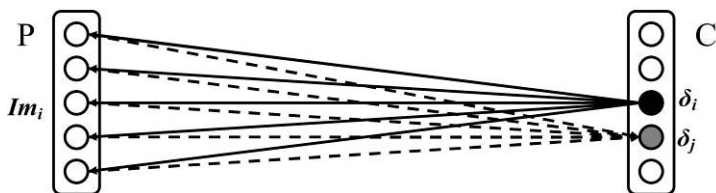


Рис. 1. Модель записи наложенных голограмм по схеме голографии Фурье с угловым разнесением плоских опорных пучков как набор НС «звезда Гроссберга»

В анализе [3-4] полагалось, что сигнальные и опорные волны плоские. Переход от плоских волн к обработке изображений $Im(x,y)$ основан на преобразовании Фурье. Схема голографии Фурье представлена моделью НС «Звезда Гроссберга» (рис. 1), R и C – слои репрезентации образов и понятий, нейрон определен как дифракционно-ограниченный точечный источник. НС (рис. 1) обучается предъявлением пар ассоциируемых изображений $Im_i(x,y) \leftrightarrow \delta_i$, где δ описывает единственный нейрон в слое R – точечный опорный источник. В результате обучения для каждой пары формируется структура связей, изображенная на рис. 1. Связи i -го паттерна с j -м нейроном в слое C при обучении не задаются.

Изображения $Im_i(x,y)$ рассматриваются как аналоги паттернов внутренней репрезентации образов, а соответствующие им нейроны δ в слое C представляют понятия. Подход соответствует классификации «образ-понятие» [5], согласно которой образ представлен в абстрактном пространстве признаков – в нашем случае реальном пространстве Фурье – унимодальным распределением, а понятие – плато, т.е. характеризуется постоянной спектральной плотностью. При записи голограммы сенсорный образ связан с единственным абстрактным понятием.

Показанные в [3-4] голографические механизмы в рамках НС модели обеспечивают самостоятельное формирование сетью связей образ – «чужое» понятие $Im_i(x,y) \leftrightarrow \delta_j$ и, тем самым, связей, понятие - образ – понятие $\delta_i \leftrightarrow Im_i(x,y) \leftrightarrow \delta_j$. В результате, эти механизмы формируют связь двух понятий, не связанных ранее, т.е. моделируют свойство интеллекта. Определена эффективность этого механизма в зависимости от оценки информационной емкости и степени взаимной коррелированности образов, соответствующих ассоциируемым понятиям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 12-01-00418-а, и НИР СПб НИУ ИТМО «Исследование эффектов нелинейной голографической записи информации и поиск возможностей реализации биологически мотивированных механизмов креативного мышления».

Список литературы

1. Кузнецов О.П. Когнитивная семантика и искусственный интеллект // Искусственный интеллект и принятие решений. 2012. №4. С.32-42.
2. Кузнецов О.П., Марковский А.В., Шипилина Л.Б. Голографические механизмы обработки образной информации. М.: ИПУ им. В.А. Трапезникова РАН, 2007.
3. Орлов В.В. О решётках, возникающих при нелинейной записи наложенных голограмм // Письма в ЖТФ. 2004, Т.30. В.24. С.77-81.
4. Орлов В.В. Модовая теория объёмных наложенных голограмм. 2. Волновое поле восстановленной голограммы // Оптика и спектроскопия. 2002. Т.92. №5. С.862-866.
5. Голицын Г.А., Фоминых И.Б. Нейронные сети и экспертные системы: перспективы интеграции // Новости искусственного интеллекта. 1996. №4. С.121-145.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Е.А. КУРБАТОВА,
С.Н. СТАРИКОВ, П.А. ЧЕРЁМХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ, ВЫВОДИМЫХ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ МОДУЛЯТОР СВЕТА

Получены оценки качества изображений при оптическом восстановлении цифровых голограмм, выводимых на пространственно-временные модуляторы света разного типа (амплитудные и фазовые) с различным числом градаций: 2 и 256. Получены зависимости качества оптического восстановления от условий записи цифровых голограмм – отношения интенсивностей объектного и опорного пучков.

Качество восстановления изображений является одной из важнейших характеристик в цифровой голографии [1]. В литературе в настоящее время отсутствуют оценки зависимости качества оптического восстановления амплитудных объектов от отношения интенсивностей опорной и объектной волн. Для случая фазовых объектов получены оценки качества [2], однако они не учитывают такие характеристики пространственно-временного модулятора света (ПВМС) как максимальное количество градаций и его тип. В данной работе оценивалось качество оптического восстановления изображений с цифровых голограмм Френеля, выводимых на ПВМС. Данная задача решалась численным моделированием процесса регистрации цифровых голограмм и оптического восстановления изображений с них с помощью ПВМС.

В основных численных экспериментах использовались 20 бинарных и полутоновых диффузных объектов. Синтез голограмм производился с помощью метода прямого расчёта дифракции Френеля [1]. В ходе численных экспериментов отношение средних по пикселям интенсивностей опорной и объектной волн k менялось в пределах от 0,1 до 100. После синтеза голограмм проводилось моделирование оптического восстановления изображений с них, выведенных на ПВМС. Рассматривались фазовый и амплитудный типы ПВМС с различным числом градаций: 2 и 256.

Примеры фрагментов (32×32 отсчёта) рассчитанной модельной цифровой голограммы с уменьшенным числом градаций до 256 и 2 приведены на рис.1,а-б. Примеры численно восстановленных изображений объекта с модельных голограмм при использовании амплитудного и фазового ПВМС с 256 градациями приведены на рис.1,в-г.

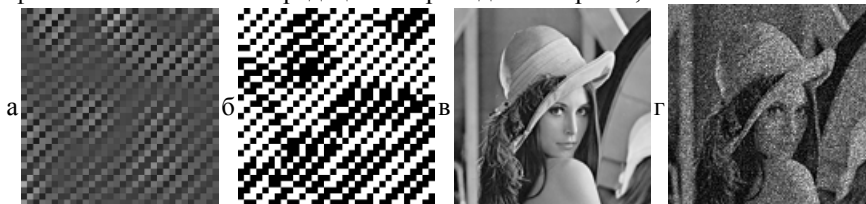


Рис. 1. Фрагменты модельной цифровой голограммы при числе градаций 256 (а) и 2 (б), численно восстановленные изображения объекта при моделировании амплитудного (в) и фазового (г) ПВМС с 256 градациями

Для оценки качества численного восстановления изображений объекта использовалось нормированное среднеквадратическое отклонение (НСКО) восстановленного изображения от оригинала объекта. Для изображений, представленных на рис.1,в-г, получены следующие значения НСКО: 0,0024 (рис.1,в), 0,22 (рис.1,г). Для двухградационных ПВМС качество восстановления значительно хуже (НСКО=0,4).

По результатам численных экспериментов получено условие на минимальное значение НСКО при восстановлении изображений с помощью амплитудного ПВМС: при записи цифровых голограмм следует ориентироваться на $k \approx 15$. При этом для ПВМС с 256 градациями НСКО достигает 0,01. Получено, что в случае оптического восстановления с помощью фазового ПВМС, при записи цифровых голограмм следует ориентироваться на $k \geq 20$. В этом случае НСКО для ПВМС с 256 градациями менее 0,2. Однако качество восстановления сильно уступает случаю амплитудного ПВМС, так как на фазовый ПВМС выводились «амплитудные» цифровые голограммы без предварительной обработки.

Использование разработанной методики численного моделирования даёт возможность выбирать условия записи цифровых голограмм, а также тип ПВМС, исходя из характера решаемой задачи, например, для регистрации и отображении объёмных сцен в режиме реального времени.

Список литературы

1. Juptner W., Schnars U. Digital holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.
2. Charrière F., et al. // Appl. Opt. 2006. V.45. No.29. P.7667-7673.

А.Н. МАЛОВ¹, И.Э. ВОЛЬФ

Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина, Воронеж
¹Иркутский государственный медицинский университет

КОМПЬЮТЕРНО-ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЛОКАЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ ОСТЕКЛЕНИЯ

Описывается методика обнаружения дефекта типа «серебро» с линейными размерами 0,1 мм с доверительной вероятностью $P = 0.95$, определения его координат, классификации его по площади с погрешностью $2,5 \times 10^{-4}$ мм, а также измерения его размеров по глубине залегания, что существующими методами не представлялось возможным и не производилось.

Одними из наиболее сложных для дефектоскопии элементов остекления автомобилей, самолетов, зданий, поездов и морских судов являются изделия из прозрачных полимеров типа органического стекла (ПММА). Подобные изделия имеют сложную форму и большие габариты, например, фонарь кабины пилота на самолетах. Характерный для такого материала дефект – т.н. «серебро» - ансамбли внутренних дефектов, имеющих малые размеры и визуально наблюдаемые на просвет как помутнение отдельных участков. Исследуемый дефект остекления типа «серебро» является фазовой неоднородностью с высокой оптической плотностью (по показателю преломления), контрастностью близкой к нулевому значению, имеющей границы и распространяющейся во всех направлениях диагностируемого элемента остекления.

Для определения параметров фазовой неоднородности, расположенной в структуре прозрачного объекта, имеющую коэффициент контрастности близкий к нулю, был использован метод компьютерной голографии по просветной схеме Д. Габора с восстановлением голограммы – цифрового изображения, записанного в реальном времени на ПЗС матрицу. Вычисление площади неоднородности осуществляется интегральной оценкой участка изображения с интенсивностью ниже заданного порогового значения. Использование метода компьютерной голографии позволяет записать изображение дефекта с привязкой к координатной сетке нанесенной на прозрачную пленку, накладываемую на диагностируемый элемент остекления, и сопоставлять с результатами, полученными при последующих периодических осмотрах.

Восстановление голографического изображения с заданным шагом позволяет получить дополнительно глубину положения дефекта внутри материала (а совмещение полученных двумерных изображений позволяет

построить объемную модель дефекта). Из экспериментально полученного графика видно, что с увеличением площади дефекта увеличивается также и его протяженность, что в существенной мере снижает прочностные характеристики остекления (рис. 1).

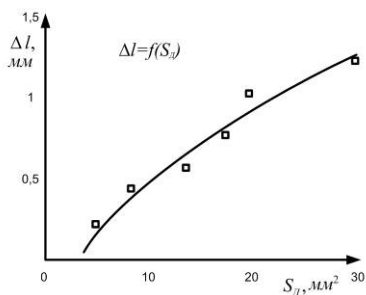


Рис. 1. Изменение протяженности дефекта Δl по глубине в зависимости от площади дефекта S_d

Макет устройства для выполнения диагностики методом компьютерной голографии состоит из модуля полупроводникового лазера мощностью 2- 5 мВт, стандартной ПЗС матрицы 2- 5 Мп, светозащитного двойного конуса- бленды и ноутбука. В целом прибор мобилен, общим весом (без ноутбука) обеих частей не более 0,4 кг. Питание макета прибора $U = 5В$ осуществляется от разъема USB портативного компьютера при потребляемой мощности не более 15 мВт.

Процедура периодического осмотра элементов остекления на основе метода компьютерной голографии является неразрушающим контролем, не требует демонтажа исследуемого элемента и позволяет выполнить работы практически в любых условиях на открытом воздухе. При этом резко снижаются временные затраты, поскольку сама съемка голограммы занимает менее нескольких минут, а анализ может проводиться независимо от объекта контроля как чисто компьютерная обработка. Прибор позволил обнаружить дефект размерами от $S_d > 0,03 \text{ мм}^2$ с доверительной вероятностью $P = 0,95$, определить координаты дефекта в трехмерном пространстве, оценить параметры дефекта – определить площадь S_d (мм²) дефекта с погрешностью $2,5 \times 10^{-9} \text{ м}^2$, протяженности Δl (мм) с погрешностью $1 \times 10^{-3} \text{ м}$, что на порядок снижает погрешность по сравнению с существующими методами.

Список литературы

1. Вольф И.Э., Малов А.Н. // Известия Самарского научного центра РАН. 2012. Т.14. №4(2). С.592-596.

П.В. КУДРЯВЦЕВ, Б.Г. МАНУХИН, О.В. АНДРЕЕВА
*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ОБЪЁМНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ В РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

В работе рассмотрено влияние изменения температуры окружающей среды на параметры объемной полимерной голограммы путем наблюдения контура угловой селективности, на образце с защитными стеклами и без защитных стекол.

Регистрирующая среда для записи объемных голограмм, имеющая толщину порядка миллиметра, должна обеспечивать неизменность структуры голограммы в процессе ее обработки и эксплуатации. Температура является одним из основных параметров внешней среды, влияние которого необходимо учитывать. Изменение температуры приводит к изменению, как линейных размеров образца, так и к изменению его показателя преломления. Объектом исследования являлись полимерные пропускающие голограммы-решетки ($\nu \approx 350 \text{ мм}^{-1}$), полученные на материале «Диффен» [1]. Образцы с зарегистрированными голограммами представляли собой диски толщиной порядка 1,5 мм диаметром 40 мм.

Положение максимума контура угловой селективности определялось по данным обработки пространственного распределения интенсивности дифрагированного излучения, зарегистрированного на CMOS-матрице цифрового фотоаппарата. Изменение положения максимума дифрагированного излучения происходит при изменении условий Брэгга (рассмотрение в объеме исследуемого образца):

$$2d \cdot \sin\theta_0 = \lambda/n_0,$$

где d – период голограммы; λ – длина волны излучения (в воздухе); θ_0 – угол дифракции в среде; n_0 – средний показатель преломления среды.

Исследуемый образец с зарегистрированными голограммами помещался в кассету (рис. 1), устанавливался на поворотный столик экспериментальной установки и нагревался потоком теплого воздуха. При остывании образца (в стабильном состоянии схемы) производилась фиксация контура угловой селективности на CMOS-матрице.

Результаты обработки полученных экспериментальных данных приведены на рис. 2. Как видно, при изменении температуры в диапазоне $(22 \div 31)^\circ\text{C}$ смещение максимума контура угловой селективности составило 30 мрад, что соответствует изменению угла дифракции 0,03 мрад/К.

Как следует из условий получения максимума дифракции (условий Брэгга), при изменении температуры в голограмме могут происходить изменения периода голограммы, среднего показателя преломления, угла дифракции. Однако выделить влияние каждого отдельного фактора на изменение положения максимума контура угловой селективности в данном эксперименте не представляется возможным.

Кроме перечисленных факторов на результаты данного эксперимента может оказывать влияние наличие тепловых неоднородностей, вызванных нагревом образца, что невозможно учесть теоретически.

Для снижения влияния воздействующих на голограмму факторов были использованы защитные стекла, между которыми образец зажимался в кассете (см. рис. 1). Как показали проведенные эксперименты (см. рис. 2), наличие защитных стекол толщиной порядка 1,5 мм (сравнимой с толщиной образца) приводит к стабильности пространственного положения дифрагированного пучка излучения при изменении температуры окружающей среды на 10 К.

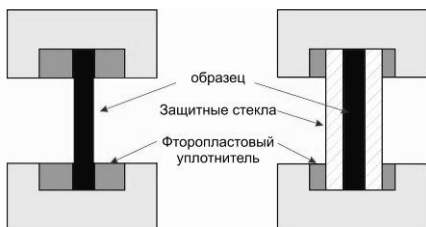


Рис. 1. Образец в кассете с защитными стеклами (справа) и без них (слева)

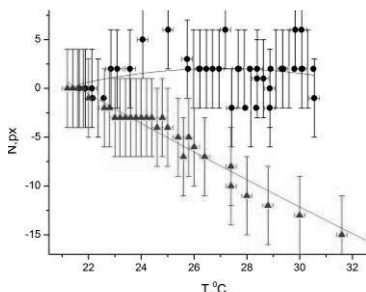


Рис. 2. Изменение положения максимума контура угловой селективности исследуемой голограммы на CMOS-матрице при изменении температуры: образец без защитных стекол (▲); образец с защитными стеклами (●)

Таким образом, наличие защитных стекол позволяет эксплуатировать полимерные объемные голограммы (а также голограммные оптические элементы на их основе) в стабильном состоянии при колебаниях температурного режима в диапазоне $(20 \div 30)^\circ\text{C}$.

Список литературы

1. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. // Оптический журнал. 2006. Т.73. № 9. С.60-63.
2. Лесничий В.В., Андреева О.В., Сергеев А.Н. // Сборник трудов 7-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2010». Москва, 2010, с.109-115.

А.Ю. ЖЕРДЕВ¹, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, В.В. КОЛЮЧКИН¹,
Д.С. ЛУШНИКОВ¹, С.Б. ОДИНОКОВ¹, А.В. СМИРНОВ²,
Р.С. СТАРИКОВ, И.А. ШВЕЦОВ¹

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

²*Научно-производственное объединение «Криптен», Дубна*

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА МАСТЕР-МАТРИЦ ЗАЩИТНЫХ ГОЛОГРАММ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ИНВАРИАНТНОГО КОРРЕЛЯЦИОННОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ

Представлен разработанный авторами алгоритм оценки качества мастер-матриц защитных голограмм на основе метода корреляционного распознавания. Приведены результаты экспериментальных исследований экземпляров мастер-матриц различного качества.

Качество защитных голограмм (ЗГ) в значительной степени определяется точностью изготовления никелевых мастер-матриц, используемых в технологии горячего тиснения при тиражировании ЗГ. Поэтому, перед запуском тиража ЗГ необходимо производить контроль качества используемой в печатном станке мастер-матрицы. Был разработан метод автоматизированного контроля качества никелевых мастер-матриц, основанный на методах пространственно-частотного фурье-анализа изображений и инвариантного корреляционного распознавания образов. Рельефно-фазовая голограмма представляет пиксельную структуру, содержащую набор дифракционных решеток различной пространственной частоты и ориентации. При правильном изготовлении мастер-матрицы, форма рельефа должна быть близка к синусоидальной, причём чем она ближе к синусоиде, тем выше качество производимых голограмм. Для контроля подобных структур можно воспользоваться анализом в плоскости пространственных частот Фурье. При рассмотрении одномерной периодической функции вида $y_0(x) = \sin^2 x$ можно видеть, что распределение интенсивности фурье-спектра такой функции представляет собой набор из трёх пиков: нулевого – в центре спектра и боковых (+1-го и –1-го) – симметрично отстоящих от нулевого на расстоянии обратно пропорциональном частоте рассматриваемой функции. Аналогичная картина наблюдается и в случае двумерных решёток с синусоидальным профилем рельефа. Оценка

качества производится по изображениям окрестности боковых пиков распределения интенсивности фурье-спектра изображения решеток. Для сравнения характеристики эталонной голограммы с такой же характеристикой тестируемой голограммы можно воспользоваться методами корреляционного распознавания, которое заключается в сравнении матриц эталонного и тестируемого изображений путём вычисления двумерной корреляционной функции между ними. По виду корреляционной функции, а, в частности, по наличию на ней тонкого пика и его высоте судят о степени сходства тестируемого изображения с эталоном. Чем ближе тестируемое изображение к эталону, тем выше и тоньше корреляционный пик (рис. 1). Использование только одного тренировочного изображения в качестве эталона приводит к снижению эффективности корреляционного сравнения. Поэтому для борьбы с декорреляцией в качестве эталона используется составной инвариантный корреляционный фильтр [2].

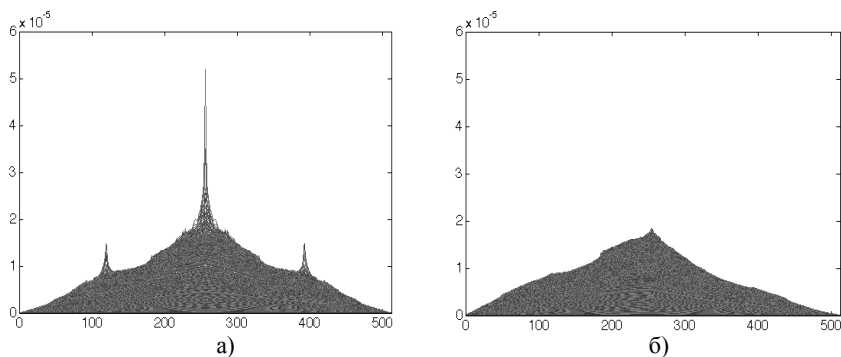


Рис. 1. Распределение амплитуды корреляционной функции для мастер-матриц различного качества: хорошего качества (а); плохого качества (б)

Описанный алгоритм был численно апробирован на реальных микроизображениях рельефа мастер-матриц ЗГ нескольких видов, и результаты показали, что точность определения качества может достигать значений выше 90%.

Список литературы

1. Vijaya Kumar B.V.K., Mahalanobis A., Juday R.D. Correlation Pattern Recognition. Cambridge University Press, New York, 2005.
2. Vijaya Kumar B.V.K. Tutorial survey of composite filter designs for optical correlators // Applied Optics. V.31(23). 1992. P.4773–4801.

В.Г. РОДИН, И.В. СОЛЯКИН,
С.Н. СТАРИКОВ, Е.А. ШАПКАРИНА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГОЛОГРАММ ДЛЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ФУРЬЕ И ХАРТЛИ

Исследована применимость голограмм, синтезированных с использованием преобразования Хартли, в качестве фильтров в некогерентных оптических корреляторах. Проведён сравнительный анализ синтезированных голограмм Фурье и Хартли.

Голограммы Фурье (в т.ч. синтезированные на компьютере) успешно используются в некогерентных оптических корреляторах. Отличительной особенностью преобразования Хартли является то, что образ действительной функции (которыми обычно описываются распознаваемые объекты) всегда является действительным, в отличие от преобразования Фурье. Поэтому при вычислении преобразования Хартли осуществляется в два раза меньше операций, чем при вычислении преобразования Фурье, что может оказаться полезным в быстродействующих распознающих системах, в которых требуется оперативный синтез голограмм-фильтров.

В работе определены условия синтеза голограмм с использованием преобразования Хартли (голограмм Хартли), получены математические соотношения для восстановления изображений с таких голограмм при осуществлении обратного преобразования Фурье, подтверждающие корректность применения голограмм Хартли в оптических корреляторах.

Так как преобразование Хартли вещественно, при синтезе голограммы-фильтра добавления комплексно-сопряженного образа опорного объекта не требуется. Поэтому для получения неотрицательного коэффициента амплитудного пропускания синтезируемой голограммы к Хартли-образу прибавляется только положительное постоянное смещение, равное или превышающее максимум модуля отрицательного значения образа.

Проведён синтез бинарных и многоградационных голограмм Фурье и Хартли для 24 изображений контурных и неконтурных опорных объектов, характеризующихся различной степенью заполненности изображений ненулевыми отсчётами. Бинаризация голограмм осуществлялась как пороговым методом, так и методом Отсу.

Получены следующие основные расчётные характеристики для синтезированных голограмм: средняя дифракционная эффективность для многоградационных голограмм – $0,0065 \pm 0,0006$; средняя дифракционная эффективность для бинаризованных голограмм – $0,090 \pm 0,002$; средняя относительная ошибка восстановления опорных изображений для многоградационных голограмм – $(1,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-15}$; средняя относительная ошибка восстановления опорных изображений для бинаризованных голограмм для контурных объектов – $0,20 \pm 0,05$; средняя относительная ошибка восстановления опорных изображений для бинаризованных голограмм для неконтурных объектов – $0,48 \pm 0,04$.

При сравнении характеристик голограмм Фурье и Хартли, по средней дифракционной эффективности и относительной ошибке восстановления изображения, получено, что основные характеристики голограмм имеют отличие не более чем на 6%.

Была выполнена распечатка пробных синтезированных бинаризованных голограмм Фурье и Хартли на лазерном фотонаборном аппарате с разрешением 100 точек/мм, для контурных объектов осуществлено восстановление объектов с голограмм. Также в работе осуществлялся вывод синтезированных бинаризованных голограмм Фурье и Хартли на фазовый ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS (размер пикселя 8×8 мкм), проведено восстановление объектов с голограмм. В обоих случаях визуально подтверждено, что восстановленные изображения с голограмм Фурье и Хартли не имеют каких-либо существенных различий.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают результаты численных экспериментов о близости качества изображений, восстанавливаемых с голограмм Фурье и Хартли. Получено, что качество восстанавливаемых бинарными голограммами Фурье и Хартли изображений определяется степенью заполненности изображений объектов ненулевыми отсчётами. Таким образом, подтверждено, что голограммы, синтезированные с использованием преобразования Хартли, могут применяться в некогерентных оптических корреляторах в качестве голограмм-фильтров, что может повысить быстродействие синтеза голографических фильтров для оптических корреляторов в два раза.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

-А-

Абрамов А.Ю. 180
Авербух Б.Б. 205
Агафонова Д.С. 113
Адамов Г.Е. 107
Акимов А.А. 203
Алагашев Г.К. 71
Александров С.Е. 85
Александрова О.А. 101
Алиев С.А. 89
Альдигуи Х.А.Р. 243
Андреев А.Л. 257
Андреева Н.В. 186
Андреева О.В. 186, 294
Анисимов А.А. 17
Анцыгин В.Д. 15
Ануфрик С.С. 286
Артюков И.А. 65
Ахламов П.С. 137

-Б-

Бабанин В.Ф. 247
Бабин С.А. 73, 211, 213
Бабкина А.Н. 115, 237
Баркалов К.Е. 217
Басистый Е.В. 158
Безматерных Л.Н. 95
Белоконоев В.М. 284
Бердюгин Н.А. 137
Бережной В.Н. 145
Беспалов В.Г. 121, 269
Бетин А.Ю. 174
Бирюков А.С. 71
Бобринёв В.И. 174
Богданов Г.С. 235
Болдырев К.Н. 95, 221
Бондарева А.П. 176
Бородако К.А. 87
Бородин Ю.П. 166
Брюханова Т.Н. 201
Будович В.Л. 117
Будович Д.В. 117
Булойчик Ж.И. 227
Бусурин В.И. 137

Буть А.И. 271
Буяновская Е.М. 55, 269
Быковский А.Ю. 143
Былина М.С. 37

-В-

Векшин М.М. 77
Вилейшикова Е.В. 225, 245
Виноградов А.В. 65
Витрик О.Б. 267
Вишняков Г.Н. 162
Волков В.Г. 284
Волостников В.Г. 152
Вольф А.А. 73, 211
Вольф И.Э. 292
Воробьева Е.В. 203
Воропай Е.С. 243

-Г-

Габитов И.Р. 21
Гаврилов Г.А. 85
Гайдаш А.А. 17
Галуцкий В.В. 97, 123, 255, 261
Ганжерли Н.М. 170
Герасимов И.А. 235
Гиндин П.Д. 284
Глейм А.В. 17
Головашкин Д.Л. 63
Голубцов С.К. 213
Гончарова П.С. 129
Гордиенко А.В. 91
Горяев М.А. 109
Грачёв Я.В. 121
Гребенников Е.П. 107
Гриднева Г.Н. 39, 197
Гуляев С.Н. 170

-Д-

Дайнеко С.В. 125, 263
Дегода В.Я. 103
Дергачёв М.П. 219
Дёмичев И.А. 233, 239
Добрецова Е.А. 221
Довгий А.А. 51

Довженко Д.С. 99, 217, 229
Додохова И.А. 37
Донченко С.С. 174
Достоевалов А.В. 73, 211, 213
Дубина М.В. 141
Дубов М.В. 73, 211
Дуденкова В.В. 182
Дудкина Т.Д. 235
Дю В.Г. 223
Дятел С.Г. 259

-Е-

Евтихийев Н.Н. 176, 178, 290
Евчик А.В. 219
Егоров А.Н. 91
Егоров В.И. 17, 231
Егорышева А.В. 235
Еремин И.С. 99
Ефимов Т.А. 139

-Ж-

Жердев А.Ю. 296

-З-

Зажигин А.А. 27
Зажокин А.П. 225, 227, 243, 245
Заляпин Н.В. 257
Заренбин А.В. 39, 197
Заседателев А.В. 105
Захаров М.С. 145, 278
Захаров С.М. 145
Захаров Ю.Н. 182
Зачиняев Ю.В. 35
Звайгзне М.А. 263
Звягин И.В. 231
Зейдлиц А.А. 33
Зиновьев Е.В. 107
Злоказов Е.Ю. 151, 174, 296
Зуев И.А. 83

-И-

Иванов П.А. 149, 247
Иванов С.И. 33, 195
Ивахник В.В. 53, 203
Иващенко Д.А. 209
Игнатъев А.Д. 39
Игнатъев А.И. 113
Ильин М.Ю. 27

-К-

Казанцева Е.В. 57
Кальянов А.Л. 164
Каменев О.Т. 207
Капралов А.А. 85
Каргин Ю.Ф. 223
Карпо А.Б. 105
Кауров А.В. 59
Кийко В.В. 29
Киселев Б.И. 182
Кистенева М.Г. 19, 223
Кишкин С.А. 152
Клюкин Д.А. 231
Князьков А.В. 265, 277
Кобцев С.М. 43, 199
Козлов С.А. 17
Колесов С.С. 273
Колобкова Е.В. 113
Колчинский В.А. 207, 249
Колючкин В.В. 296
Колядин А.Н. 71
Комяк А.И. 225, 245
Кондратьев В.И. 213
Копенкин С.С. 166
Короленко П.В. 75
Королюков В.П. 213
Косолапов А.Ф. 71
Котковский Г.Е. 117, 241
Котов Л.В. 39
Котова С.П. 152
Краева Н.П. 267
Крайский А.А. 61
Крайский А.В. 61, 184
Краковский В.А. 131
Краснов В.В. 176
Красовский В.И. 105
Кривенков В.А. 241
Криворотов А.С. 25
Криштоп В.В. 129, 201
Крышковиц Е.В. 55
Крюков Н.А. 280
Кудрявцев П.В. 294
Кузищин Ю.А. 229
Кузора В.Ф. 123
Кузяков Б.А. 23, 189, 191
Кукуричкин В.А. 277
Кульчин Ю.Н. 267
Курбатова Е.А. 290
Кутуза И.Б. 133

Кучакова И.Ю. 103
Кынеев С.М. 17

-Л-

Лавров А.П. 33, 195
Лаврухин Д.В. 235
Лазарев В.А. 41
Латушко М.И. 162
Лебедев В.А. 129
Левин И.А. 67
Левин Г.Г. 162
Леонюк Н.И. 221
Лесничий В.В. 282
Ливашвили А.И. 129, 201
Линьков П.А. 263
Литвинова В.А. 253, 259
Литвинова М.Н. 253, 259
Лихачев М.Е. 39
Лобачев В.В. 27
Логачев П.А. 75
Луковкин А.Ю. 71
Лунин В.М. 199
Лушников Д.С. 296
Лыпенко Д.А. 125
Лычагов В.В. 164
Лэ Т.К.А. 227
Лявшук И.А. 286
Ляпиков А.М. 271, 286

-М-

Маверицкий О.Б. 91
Маймистов А.И. 21, 51, 57
Макаревич А.В. 141
Макаров В.А. 49
Максименко В.А. 47
Максимов М.И. 79
Максимова Л.А. 154
Малов А.Н. 273, 275, 292
Мальцев В.В. 221
Мальцев Е.И. 125
Мамрашеев А.А. 119
Манухин Б.Г. 294
Манькин Э.А. 69
Мартьянов И.Л. 99, 125, 229, 263
Масальский Н.В. 81
Матюшкин Л.Б. 101
Маурер И.А. 170
Мезенцев В.К. 73
Мелехов А.П. 235

Мельниченко Е.В. 69
Минченко М.В. 127
Миронова Т.В. 184
Михайлов Д.А. 29
Михалева Н.В. 247
Мишин А.Ю. 75
Моисеенко В.Н. 219
Молодцов Д.Ю. 188
Молчанов В.Я. 31
Морозов А.В. 166
Морозов В.В. 247
Мошников В.А. 101
Мусихин С.Ф. 101
Мысина Н.Ю. 154

-Н-

Набиев И.Р. 241
Назаров Ю.В. 17
Налбантов Н.Н. 97
Налегаев С.С. 269
Наний О.Е. 25, 193
Нащёкин А.В. 231
Неупокоева А.В. 275
Никитенко В.Р. 125
Никитин В.А. 77, 215
Николаев Н.А. 119
Николаева Т.Ю. 156
Никонов В.И. 53
Никоноров Н.В. 113, 115, 233, 237, 239
Нищев К.Н. 111

-О-

Одинокоев С.Б. 93, 296
Орлов В.В. 288
Осипова М.О. 121
Офицеров Е.Н. 29

-П-

Павлов А.В. 172, 288
Павлов И.Н. 160
Павлов П.В. 273
Павлов С.В. 79
Палатников М.Н. 251
Паргачёв И.А. 131
Патапович М.П. 227
Пеганов С.А. 280
Передерий А.Н. 117
Перчик А.В. 135
Петникова В.М. 49

Петров Н.В. 156, 269, 282
Петров Ю.С. 207
Петрова Е.К. 151
Печёнкин А.А. 91
Пикуль О.Ю. 251
Писарев Р.В. 95
Пнев А.Б. 41
Пожар В.Э. 133
Пождаев Е.П. 127
Попов Н.Л. 65
Попова Е.А. 221
Попова М.Н. 95
Порошин Н.О. 107
Поршнева Л.А. 178
Потатуркин О.И. 25
Потравкин Н.Н. 49
Прямыков А.Д. 71
Пустовойт В.И. 133
Путилин А.Н. 166
Пушкарев В.Е. 105
Пыненков А.А. 111

-Р-

Рагер Б.Ю. 143
Раднатаров Д.А. 43, 199
Родин В.Г. 188, 298
Розумнюк В.И. 209
Ромашко Р.В. 139, 207, 249
Рупасов А.В. 17
Рыжикова Ю.В. 75
Рябухо В.П. 154
Рябухо П.В. 180

-С-

Савельев М.В. 53
Савонин С.А. 180
Савченков Д.В. 91
Сагательян Г.Р. 93
Саенко И.И. 195
Саитов С.В. 186
Самсонова Ж.А. 45
Самохвалов П.С. 125, 241
Сачалин Е.А. 193
Серебренников Л.Я. 131
Сидоров А.И. 113, 231, 233, 237, 239
Сидоров Н.В. 251
Симонов М.А. 197
Сипайло И.П. 235

Ситников Н.Н. 87
Скоркин А.В. 43
Скредова Ю.И., 215
Слепцов М.А. 193
Смирнов А.В. 296
Смирнов А.П. 109
Смирнов И.В. 164
Смирнов М.А. 17
Соловьева Д.О. 241
Солякин И.В. 298
Сотникова Г.Ю. 85
Попов Р.С. 151, 296
Старииков С.Н. 176, 178, 188, 290, 298
Стаселько Д.И. 156
Стасенко К.В. 135
Страхов С.Ю. 27
Строганова Е.В. 97, 123, 255, 261
Сурин А.А. 45
Суровцев П.Ю. 160
Сычев А.В. 117

-Т-

Теплякова Н.А. 251
Тихонов Р.В. 23, 189, 191
Толкачев А.В. 160
Толстогузов В.Л. 135
Торгова С.И. 127
Трешиков В.Н. 25, 193
Трофимов Н.С. 89

-У-

Улановский Ф.И. 25
Умрейко Д.С. 225, 245
Умрейко С.Д. 225, 245

-Ф-

Фадаиян А.Р. 243
Фалеев Д.С. 129
Фещенко Р.М. 65
Феофанов И.Н. 105
Фирстов С.В. 111

-Х-

Харченко С.А. 123
Хрипунов С.А. 43, 199
Хрущева Т.А. 233, 239
Худякова Е.С. 223

-Ц-

Цепулин В.Г. 135
Цехомский В.А. 115

-Ч-

Чивилихин С.А. 17
Черёмхин П.А. 178, 282, 290
Черных Д.Ф. 170
Чехлова Т.К. 79, 89
Чижиков С.И. 31
Чинь Н.Х. 227
Чистяков А.А. 99, 117, 125, 217, 229,
241, 263
Чистяков В.В. 17
Чуманов М.В. 131

-Ш-

Шандаров С.М. 19, 131, 141, 223
Шапкарина Е.А. 298
Шаульский Д.В. 151
Шахвердов Т.А. 237
Швец Т.В. 219
Швецов И.А. 296
Шейфер Д.В. 87
Шелестов Д.А. 41

Шеляков А.В. 87
Шепелевич В.В. 19, 141
Шилов И.П. 191
Ширшнев П.С. 115, 237
Шмаргилов С.А. 255
Шмелин П.С. 107
Шувалов В.В. 49

-Щ-

-Э-

-Ю-

Юрова Н.А. 261
Юшков К.Б. 31

-Я-

Яблокова Л.В. 63
Яковенко Н.А. 77, 123, 215, 255
Яковлева Т.В. 147
Якунина М.И. 201
Яновский А.В. 168
Яровой Л.К. 209